

*ACONDICIONAMIENTO E IMPLEMENTACIÓN DE UN  
LABORATORIO PARA EL ESTUDIO DEL CRECIMIENTO  
DE GOTAS DE LLUVIA EN NUBES CÁLIDAS.*

Alberto Aurelio Molina Sánchez



Director: Alberto Aliseda Pérez de Madrid  
*University of Washington*

Tutor: Javier Rodríguez Rodríguez  
*Universidad Carlos III*

2009

Dedicado a mi familia y a mis amigos por todo su apoyo y cariño durante estos maravillosos años de universidad.

*“Yo, aquí de pie a treinta kilómetros de distancia, veo una nube carmesí en el horizonte. Tú me dices que se trata de una masa de vapor que absorbe todos los rayos para reflejar sólo los rojos, pero eso no me sirve de nada, pues esta visión roja me entusiasma, me revuelve la sangre, hace volar mis pensamientos... ¿Qué clase de ciencia es la que enriquece el entendimiento pero roba la imaginación?”*

*HENRY DAVID THOREAU, << Diario>>, 25 de diciembre de 1851*

## Resumen.

El presente proyecto se encuentra englobado dentro del marco de investigación de tres años realizado en la University of Washington, en el que se pretende evaluar el impacto que, los efectos combinados de turbulencia, interacción aerodinámica, gravedad e inercia de gotas, tienen sobre los pares estadísticos de gotas existentes en las nubes, con el objetivo de parametrizar, de forma precisa, el coeficiente de colisión turbulenta de kernel.

En concreto, en el documento actual, se narran las acciones emprendidas para la construcción y acondicionamiento de una instalación experimental con la que se pretende: (1) Generar condiciones similares a las existentes en las nubes cálidas tipo cumulus. Y (2) instalar un sistema combinado PIV y PDPA, que permita resolver simultáneamente el flujo turbulento, la distribución de tamaños de gotas y la evolución de su velocidad en las escalas pequeñas, del flujo multifásico generado por la instalación.

El proyecto consta de una primera parte de recopilación bibliográfica, en la que se exponen los conocimientos necesarios que justifican la necesidad de construir la instalación experimental, recogiendo, en los capítulos que los componen, una introducción a la meteorología dinámica, y a la microfísica que se encuentra detrás de las nubes, así como los posibles efectos que la turbulencia e inercia de gotas pueden tener sobre estas. En una segunda parte, se recoge una descripción general de la instalación experimental proyectada, además de las tareas concretas de diseño, instalación e implementación llevadas a cabo en los sistemas de inyección y distribución que la componen. Finalmente se narra el inicio de las tareas de instalación del equipo PDPA.

## Agradecimientos.

Me gustaría mostrar mi gratitud al profesor Alberto Aliseda por la magnífica oportunidad académica que me ha brindado, por su inagotable espíritu investigador, y por la inolvidable experiencia que me ha hecho vivir durante mi estancia en ese lluvioso estado que es Washington.

Gracias también a los profesores Marcos Vera y a Javier Rodríguez, por hacer del departamento de fluidomecánica de la uc3m un departamento al que acudir en busca de ayuda.

Mi más sincera gratitud, hacia todo el laboratorio de flujo multifásico de la University of Washington, que sin duda generan un excelente ambiente de trabajo. Gracias Colin por ser tan buen compañero y amigo.

Gracias a Ángel, Marcos, Amadeo y Luis, por ser mi pequeña familia durante mis idas y venidas por Seattle, por dejarme contar con ellos para los buenos y malos momentos.

Finalmente gracias a mi hermano Carlos, a mis padres, y a Alex, Yiyi y Sebas, sin más, por todo lo bueno que representan. Gracias Yiyi por convencerme en gastar 10 minutos en escribir este párrafo. *“Mi agradecimiento sincero al agraciado agradecido”* (o algo así)...

Madrid 9/12/2009

Alberto A. Molina Sánchez

Resumen.....	3
Agradecimientos.....	4

## Capítulo 1

### ***Introducción al Proyecto***

**10**

1.1 Objetivos.....	11
1.1.1 Objetivos del programa conjunto de investigación.....	12
1.2 Alcance e impacto del trabajo propuesto.....	13
1.3 Tareas.....	14
1.4 Descripción técnica del proyecto.....	16

## **1ª Parte: Introducción a la física de nubes**

## Capítulo 2

### ***Introducción a la Meteorología: Meteorología Dinámica***

**19**

2.1 Introducción.....	19
2.2 Meteorología Dinámica.....	20
2.2.1 Transformaciones adiabáticas de corrientes de aire ascendentes...	21
2.2.2 Estabilidad e inestabilidad atmosféricas.....	23
2.2.3 Formación de Nubes en atmósfera inestable: Los cúmulos.....	24

## Capítulo 3

### ***Microfísica de las nubes***

**27**

3.1 Introducción.....	27
3.2. Nucleación.....	27
3.2.1 Nucleación homogénea.....	28
3.2.2 Nucleación heterogénea.....	30
3.3 Crecimiento por Condensación.....	34
3.3.1 Crecimiento por condensación de poblaciones de gotas.....	36
3.4 Crecimiento por colisión y coalescencia.....	41
3.4.1 Modelo de crecimiento continuo.....	44
3.4.1.1 Eficiencia del proceso de colisión-coalescencia $E_c$ .....	44
3.4.1.2 Velocidad terminal de caída de gotas ( $U_{\infty,1}$ , $U_{\infty,2}$ ).....	48
3.4.1.3 Contenido acuoso de la nube, $w_L$ .....	50
3.4.2 Modelo de crecimiento continuo considerando poblaciones polidispersas y velocidades ascensionales.....	51

3.4.3 Modelo estocástico de crecimiento por colisión-coalescencia.....	53
3.4.4 Efectos de la turbulencia en el crecimiento y distribución de los tamaños de gotas en las nubes.....	56
3.4.4.1 Track collection y formación de clústeres.....	58
3.4.4.2 Variación de la velocidad relativa de las partículas inducida por la acción turbulenta.....	59

## **2ª Parte: Descripción, diseño e implementación de la instalación**

Capítulo 4	
<b><i>Descripción general de la instalación experimental</i></b>	<b>62</b>
4.1 Introducción.....	62
4.2 Conjunto de generación de nubes experimentales.....	62
4.3 Conjunto de adquisición de datos.....	64
4.3.1 Sistema PIV (Particle Image Velocimetry System) microscópico de dos fases.....	65
4.3.2 Sistema PDPA (Phase Doppler Particle Analysis) y LDV (Laser Doppler Velocimeter).....	69

Capítulo 5	
<b><i>Túnel de viento, malla de inyectores y sistemas de suministro de agua y aire</i></b>	<b>71</b>
5.1 Introducción.....	71
5.2 Descripción del Túnel de viento.....	71
5.3 Malla de inyectores.....	72
5.3.1 Generación de turbulencia isótropa.....	72
5.3.2 Inyección de gotas al flujo turbulento.....	73
5.3.3 Test de funcionamiento de los inyectores.....	74
5.4 Sistemas de suministro de agua y aire.....	76
5.5 Instalación de la malla de inyectores.....	77
5.6 Problema de pérdida de carga del sistema de distribución del agua.....	78

Capítulo 6	
<b><i>Presurización del sistema de distribución de agua</i></b>	<b>86</b>
6.1 Introducción.....	86
6.2 Cálculo de las dimensiones geométricas del diámetro de salida del distribuidor.....	86
6.2.1 Cálculo preliminar: Sistema de distribución operando en régimen laminar.....	86

6.2.2 Sistema operando en régimen turbulento.....	88
6.2.2.1 Ecuaciones para el cálculo de la presión en el distribuidor.....	88
6.2.2.2 Ecuaciones para el cálculo de la diferencia de velocidades de salida entre líneas de inyectores.....	89
6.2.3 Geometrías valoradas y tabla de resultados.....	90
6.3 Solución Adoptada: Cálculo de $L_{om}$ .....	92
6.4 Tubos adquiridos.....	96
6.5 Proceso de Montaje del distribuidor presurizado.....	96
6.6 Test de funcionamiento del distribuidor presurizado.....	98
6.6.1 Realización y resultados del ‘individual fitting test’.....	100
6.6.2 Realización y resultados del ‘Nozzle test’.....	104
6.6.3 Realización y resultados del ‘Wide range operation test’.....	105
6.7 Problemas durante la operación del distribuidor de PVC presurizado.....	107
6.8 Distribuidores de aluminio.....	108
6.8.1 Cálculo de la altura del distribuidor.....	109
6.9 Forma final del distribuidor presurizado.....	111

## Capítulo 7

### ***Sistemas ópticos de adquisición de datos*** **116**

7.1 Introducción.....	116
7.2 Descripción técnica e instalación del láser Stabilite 2017.....	116
7.2.1 Cabezal del láser.....	117
7.2.2 Suministro de electricidad y agua.....	119
7.2.3 Fotos de la instalación.....	121
7.3 Descripción técnica e instalación del sistema de Medida TSI-LDV/PDPA.....	122
7.3.1 Componentes de los sistemas de medida LDV y PDPA.....	123
7.3.2 Caja de transmisión (Transmitter box).....	126
7.3.3 Sonda emisora/receptora.....	129
7.3.4 Caja Receptora o fotodetector y procesador de señales.....	130
7.3.5 Sonda receptora del sistema PDPA.....	132

## Capítulo 8

### ***Conclusiones*** **134**

8.1 Efecto de la turbulencia y de la inercia de gotas.....	134
8.2 Construcción e implementación de la instalación experimental.....	135

## **BIBLIOGRAFÍA** **138**

## ANEXOS

### ANEXO I:

#### ***Fundamentos físicos y de funcionamiento de un laser 143***

A1.1	Introducción.....	143
A1.2	Fundamentos Físicos.....	143
A1.2.1	Emisión y absorción de la luz.....	144
A1.2.2	Componentes de un láser.....	146
A1.2.3	Amplificación: Generación de la inversión de la población.....	147
A1.2.4	El medio activo.....	148
A1.2.5	El argón como medio de excitación.....	151
A1.2.6	La cavidad resonante.....	152
A1.2.6.1	Modos longitudinales del láser: condición de oscilación y ganancia láser.....	153
A1.2.6.2	Ganancia Láser: Amplificación de los modos longitudinales.....	155
A1.2.6.3	Modos transversales de un láser.....	158

### ANEXO II:

#### ***Sistema de medida de velocidad (LDV) y del tamaño de partículas (PDPA) 161***

A2.1	Principios básicos de medida.....	161
A2.2	Fundamentos físicos de la propagación y dispersión de la luz.....	163
A2.2.1	Ondas electromagnéticas.....	163
A2.2.1.1	Polarización de las ondas electromagnéticas.....	165
A2.2.2	Dispersión (Scattering) de partículas.....	166
A2.2.2.1	Características de la dispersión de la luz de ondas planas.....	167
A2.2.2.2	Intensidad de luz dispersada como función del diámetro de la partícula.....	169
A2.2.2.3	Distribución de la intensidad de la luz dispersada como función del diámetro de la partícula.....	172
A2.3	Fundamentos del sistema LDV.....	180
A2.3.1	Cálculo de la frecuencia Doppler $f_d$ .....	180
A2.3.2	Modelo de franjas.....	183
A2.3.2.1	Volumen de medida y franjas de interferencia.....	183
A2.3.2.2	Importancia del tamaño del volumen de medida.....	186
A2.3.3	Señal Burst – Doppler.....	186
A2.3.4	Limitaciones del modelo de franjas: Visibilidad de la señal y Partículas de gran tamaño.....	191



A2.3.5 Medición del signo de la velocidad de las partículas en sistemas LDV: Técnicas de desplazamiento de la frecuencia.....	195
A2.4 Fundamentos de la técnica PDPA.....	196
A2.4.1 Técnicas de medida del diámetro de la partícula.....	198
A2.4.1.1 Time-Shift Technique.....	198
A2.4.1.2. Phase Doppler Technique.....	201

### ANEXO III:

#### ***Código de los scripts empleados en el proyecto*** **208**

A3.1 Script para el cálculo laminar de la diferencia de de velocidades.....	208
A3.2 Script para el cálculo de la geometría de los tubos incluidos en las salidas barbadas roscadas del distribuidor.....	209
A3.3 Script de extensión de A3.2 a raíz de los datos experimentales.....	212

## *1. Introducción al Proyecto*

La formación y existencia de las nubes juega un papel fundamental como regulador de la radiación solar y del ciclo biológico necesario para la existencia de la vida en la tierra. De hecho, si tomamos una vista de la tierra desde el espacio, observaremos como una gran parte de la superficie terrestre está cubierta por nubes y océanos. Este hecho, ha llevado al hombre a mostrar un interés por la bóveda celeste que se remonta a tiempos prehistóricos, en los que, las inclemencias y caprichos climatológicos, condicionaban la supervivencia de la especie humana, planteándose ya desde entonces la necesidad de formular reglas que permitiesen predecir el tiempo.

En la sociedad moderna actual, la meteorología ha dejado de ser una cuestión de supervivencia, sin embargo, las condiciones atmosféricas siguen estando presentes, afectando a actividades humanas que van desde la agricultura, hasta un simple paseo por el campo. Esto ha motivado que, desde comienzos del siglo diecinueve, la comunidad científica haya realizado un importante esfuerzo con el fin de poder predecir el tiempo tanto a corto como a medio plazo. A pesar de ello, el entendimiento de los factores que controlan la formación de las nubes y la forma en la que estas afectan a la radiación solar, siguen sin ser plenamente entendidos, pudiendo encontrar esta cuestión en la lista de “uno de los problemas científicos más urgentes de obligada atención” en el Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC 1996) [1].

Uno de los aspectos más complejos del problema es la gran influencia que, procesos que ocurren en escalas extremadamente pequeñas, del orden de micras, tienen sobre las propiedades macroscópicas de las nubes, que pueden extenderse a lo largo de cientos de kilómetros. Así, el proceso de formación de una gota de nube, en el que, en un primer momento la humedad atmosférica condensa en una de las partículas individuales que se encuentran flotando en la atmósfera (polvo, cenizas, etc.), seguido de un crecimiento individual de la gota por condensación, y una posterior interacción con otras gotas mediante procesos de colisión-coalescencia hasta que finalmente alcanzar el tamaño suficiente para formar precipitaciones, ocurre en escalas milimétricas. El proceso, repetido hasta formar nubes de gran tamaño, origina una distribución de gotas individuales, cuyos radios van de  $10\mu m$ , para las gotas de nubes más pequeñas, hasta  $1\text{ mm}$ , para las gotas que precipitan, y afecta a propiedades macroscópicas de las nubes tales como: su tiempo de vida, extensión, eficiencia en la generación de precipitaciones y en sus propiedades ópticas de dispersión de la luz [1].

Es por ello que, la realización de predicciones precisas, pasa por mejorar el entendimiento que se tiene de la microfísica que gobierna procesos como la

activación de las gotas de lluvia, o la distribución espacial de los tamaños de gotas que forman la nube, procesos que aparentemente se encuentran dentro de escalas inconexas, pero que en la realidad, ejercen gran influencia en las propiedades macroscópicas de interés.

En concreto, dentro del extenso campo abarcado por la microfísica de nubes, el presente proyecto se encuentra englobado dentro de la investigación llevada a cabo en el departamento de ingeniería mecánica de la Universidad de Washington en colaboración con la Universidad de Daleware y el Centro Nacional de Investigación Atmosférica (NCAR), que realizan un estudio conjunto experimental-computacional con el que se pretende esclarecer la causa del rápido crecimiento de gotas de nubes mediante el proceso de colisión-coalescencia durante, el pobremente entendido, proceso de iniciación de la lluvia en *nubes cálidas*. Exactamente, se busca analizar la repercusión que la turbulencia ejerce sobre la interacción entre gotas en el inicio del proceso de colisión-coalescencia, repercusión que no ha sido completamente entendida todavía para las escalas concretas de las nubes, ni numérica ni experimentalmente.

Dentro de este marco conjunto de investigación, el presente proyecto narra las actividades realizadas a lo largo del primer año en la parte experimental de la investigación, describiendo el proceso de construcción y acondicionamiento de una instalación, diseñada para reproducir, de la manera más aproximada posible, las condiciones existentes en las nubes atmosféricas tipo cumulus, de tal manera que pueda simularse, en un entorno controlado, el modo en el que las gotas interaccionan entre sí en presencia de la turbulencia del aire.

### **1.1 Objetivos.**

Mientras que las pequeñas gotas de nube de radios aproximadamente menores de  $15\ \mu m$ , crecen de manera eficiente mediante difusión y condensación del vapor de agua, presentan un crecimiento limitado mediante las colisiones gravitacionales, al menos hasta que su radio alcanza tamaños de aproximadamente  $50\ \mu m$ . Existe por tanto, una franja de tamaños en el inicio de la formación de la nube, entre radios de 15 a  $50\ \mu m$  (rango denominado *size-gap*), en la que el rápido crecimiento de los tamaños de las gotas tiene una difícil explicación, ya que ninguno de los dos mecanismos de crecimiento citados anteriormente ocurre de una manera eficiente.

Existe una creencia generalizada, en el que la turbulencia, como uno de los mecanismos de activación del proceso de colisión-coalescencia, podría justificaría el rápido crecimiento de gotas observado en las gotas de lluvia de nubes cálidas reales, cuando estas se encuentran en tamaños en los que los dos

principales mecanismos responsables de su crecimiento, la condensación y las colisiones gravitacionales, no funcionan de manera eficiente (size gap).

La meta final del programa de investigación de tres años llevado a cabo, es el de desarrollar una serie de herramientas computacionales y experimentales que permitan resolver la estadística de la cinemática y la dinámica del proceso de colisión-coalescencia turbulenta, en las escalas pequeñas de tamaños de gotas, con el objetivo de parametrizar, de forma precisa, el coeficiente de colisión turbulenta de kernel, consiguiendo, de este modo, entender el papel que juega la turbulencia en la iniciación del proceso de colisión coalescencia de las gotas durante la iniciación de la lluvia caliente [2].

#### *1.1.1 Objetivos del programa conjunto de investigación.*

Los pasos a seguir para la obtención del objetivo final mencionado pasa por conseguir tres objetivos concretos:

1. Construir y acondicionar una instalación que permita generar condiciones similares a las existentes en las nubes tipo cumulus, instalando un sistema combinado PIV (Particle Image Velocimetry) de dos fases y PDPA (Phase Doppler Particle Analysis) capaces de resolver simultáneamente el flujo turbulento, la distribución de tamaños de gotas y la evolución de su velocidad en las escalas pequeñas generadas por la instalación, que se pretende sean idénticas a las existentes en las nubes estudiadas. Los sistemas PIV y PDPA, ya han sido utilizados de forma exitosa, para medir una amplia variedad de flujos microscópicos. Sin embargo, su uso para el estudio de la colisión-coalescencia turbulenta, en el contexto del crecimiento de gotas en las nubes, presenta un desafío, al aparecer una influencia mutua entre las escalas microscópicas de las gotas de nubes y las macro escalas turbulentas existentes dentro de las nubes, en las que, las corrientes de aire arrastran a las gotas afectando a su proceso de formación. Se busca que la acción combinada de los sistemas PIV y PDPA, permita, por primera vez, determinar experimentalmente los parámetros del modelo de colisión de kernel así como cada uno de los términos de la ecuación de colección cinemática de gotas.
2. Aplicar un modelo computacional que permita simular el comportamiento de la turbulencia cuando esta contiene gotas de lluvia, así como las interacciones gota-gota que tienen lugar dentro de ella, bajo determinadas condiciones experimentales. La integración de este modelo con los resultados obtenidos experimentalmente, va a permitir mejorar la fidelidad física y cuantitativa de las aproximaciones adoptadas por el modelo, además de establecer sus limitaciones inherentes.

3. El tercer objetivo, y la meta final del programa de investigación, es aplicar estas innovadoras herramientas experimentales y computacionales para cuantificar los efectos que, la turbulencia del aire en las nubes, tiene sobre pares estadísticos de gotas. Los resultados incluyen un mejor entendimiento y parametrización de la física existente detrás del movimiento y de las colisiones de las gotas bajo efectos combinados de turbulencia, interacción aerodinámica, gravedad e inercia de gotas. De todo ello se busca extraer un modelo válido de colisión turbulenta de kernel para tamaños de gota relevantes para la iniciación de la lluvia cálida [2].

## **1.2 Alcance e impacto del trabajo propuesto.**

La formación de nubes y precipitaciones es un aspecto fundamental del tiempo y del clima. En dicha formación, intervienen una serie de procesos complejos, influidos por un elevado número de parámetros, que no pueden ser reducidos, como se cree popularmente, a un simple ciclo hidrológico, en el que se pretende explicar y predecir la formación de nubes por leyes termodinámicas, como las aplicadas en mezclas de aire con vapor de agua [3].

El programa de investigación llevado a cabo, se centra en el estudio del proceso de formación de la lluvia caliente, denominada de esta manera para diferenciarla de aquella lluvia cuyo proceso de formación se ve afectado por la participación de cristales de hielo. La lluvia cálida representa el 30% de la totalidad de las precipitaciones del planeta y casi un total de un 70% de las precipitaciones en los trópicos [2]. Este proceso es el responsable de fenómenos como la formación de hielo en los aviones, y la lluvia fría, definida como la lluvia que cae en forma líquida y que, al entrar en contacto con el suelo u otros objetos, condensa y forma una capa de hielo. Un ejemplo reciente de lluvia fría, ocurrió en febrero de 2007, afectando a la mayor parte de las regiones de Estados Unidos, especialmente Texas, Kansas y Oklahoma, con un número total de muertes de al menos 85 personas y un impacto económico de diez billones de dólares [2].

El análisis profundo del problema, con el que se pretende desenmarañar los procesos microfísicos de crecimiento de las gotas de nubes que tienen lugar en las nubes cálidas (aquellas que se encuentran en temperaturas superiores a la congelación), va a permitir entender el efecto que la turbulencia ejerce en el inicio del proceso de colisión-coalescencia, suprimiendo parte de las incertidumbres presentes en la predicción del tiempo y en los modelos climáticos existentes.

Por último decir que esta investigación, tiene impacto directo en otras áreas de las ciencias atmosféricas e ingenieriles. Entre ellas, la forma en la que los aerosoles atmosféricos afectan a las propiedades de las nubes, e indirectamente al tiempo y al clima, el papel que, la coagulación turbulenta (la unión de las gotas de un espray), juega en la combustión, la generación de polvo en la industria química, la formación de hollín en llamas de combustión, y la limpieza con gas, por mencionar unas pocas [2].

### 1.3 Tareas.

El periodo de investigación de tres años, van a emprenderse las siguientes tareas:

- Año 1

*Parte experimental:* (a) Ajustar del túnel de viento y la malla de inyectores y poner a punto los inyectores para que estos operen en un rango próximo al encontrado en las nubes. (b) Ajustar los equipos de medida, el sistema PDPA y PIV, utilizando para ello partículas de tamaño conocido y volúmenes de medida de propiedades también conocidas, de manera que se pueda establecer la precisión y fiabilidad de las técnicas de medida. (c) Realizar medidas en flujos de una sola fase y de dos fases para caracterizar la turbulencia existente en el túnel del viento, así como los tamaños de las partículas admisibles y su densidad de distribución.

*Parte computacional:* (a) Probar y optimizar la aproximación SDHS (Stokes-Disturbance Hybrid Simulation) para flujos multifásicos con turbulencia de fondo. (b) Desarrollar la aproximación FRSH (Fully-Resolved Hybrid Method) para dos gotas en aire tranquilo.

*Integración:* (a) Realizar informes y documentación adicionales. (b) simular numéricamente como decae la turbulencia en el túnel del viento. (c) desarrollar cualquier simulación numérica necesaria que pueda ayudar a diseñar los experimentos. (d) comparar los resultados de los experimentos preliminares con los obtenidos numéricamente y verificar la validez de las aproximaciones realizadas. (e) documentar los resultados preliminares.

- Año 2

*Parte experimental:* (a) Llevar a cabo una extensiva campaña de experimentación, en la que se cubra un amplio rango de condiciones distintas, barriendo diferentes flujos turbulentos y radios de gotas de nubes. (b) Pos procesado preliminar de los datos obtenidos, creando una base de datos con toda la información recogida. (c) construir y testear una mayor sección

experimental, que permita disminuir el alto rango de disipación turbulenta alcanzado en el túnel de viento, del orden de  $\varepsilon = 10^{-4} - 1 \text{ (m}^2/\text{s}^3\text{)}$ , frente al  $\varepsilon = 10^{-4} - 10^{-2} \text{ (m}^2/\text{s}^3\text{)}$  característico en las nubes tipo Cumulus, de tal manera que se puedan captar las interacciones de las gotas en flujos turbulentos de bajo ratio de disipación turbulenta, al minimizar la disminución del número de Reynolds que sufre el flujo al recorrer el túnel de viento.

*Parte computacional:* (a) Probar y optimizar la aproximación FRSH para flujos multifásicos con turbulencia de fondo. (b) desarrollar una batería de casos con el modelo SDHS y realizar un procesamiento de datos para condiciones distintas, para diferentes distribuciones de tamaño de gotas, para diferentes velocidades radiales relativas, diferentes velocidades de sedimentación, etc.

*Integración:* (a) desarrollar modelos teóricos para la función de distribución de los tamaños de gotas,  $g_{12}(R)$ , y de la velocidad radial relativa de contacto  $\langle\omega_r(R)\rangle$ , referidas a la formulación de colisión turbulenta de kernel  $K_{12}$ :

$$K_{12} = 2\pi R^2 |\langle\omega_r(R)\rangle| \langle g_{12}(R = r) \rangle$$

(b) Comparar los resultados con las medidas estadísticas existentes. (c) documentar los resultados.

- Año 3.

*Parte experimental:* (a) comparar las estadísticas preliminares de la velocidad relativa,  $\langle\omega_r(R)\rangle$ , de la función de distribución radial en una y dos dimensiones,  $g_{12}(R)$ , y de la caracterización de los mecanismos de la generación de clústeres debidos a la inercia. (b) Pos procesamiento completo de los resultados. (c) Hacer una nueva adquisición complementaria de los datos arrojados por los resultados de las simulaciones y pos procesamiento.

*Parte computacional:* (a) Desarrollar, correr y hacer un análisis de una batería de casos con el modelo FRHS. (b) Aplicar los resultados obtenidos del modelo FRHS para mejorar las aproximaciones realizadas en el modelo SDHS. (c) Explorar los diferentes rangos de utilización de los modelos FRHS y SDHS.

*Integración:* (a) Desarrollar modelos teóricos o empíricos para la eficiencia de las colisiones y para las colisiones turbulentas kernel. (b) Determinar la importancia relativa de la gravedad en la sedimentación que tienen lugar en los clústeres, en las estadísticas cinemáticas, en el ratio de colisiones y en la eficiencia de la coalescencia. (c) Realizar un estudio del impacto de la distribución de tamaños de gotas en el inicio de la lluvia usando varios modelos de nubes. (d) Proponer los siguientes objetivos a seguir por el estudio. (e) Documentar los resultados.

Por último decir que, el departamento de ingeniería mecánica de la Universidad de Washington, es el responsable de gestionar la parte experimental del proyecto.

#### **1.4 Descripción técnica del proyecto:**

Dentro de este marco global de investigación, el presente documento narra las actividades de montaje seguidas para conseguir los objetivos y actividades experimentales planteadas para el primer año. Estas actividades corresponden al montaje y ajuste de la malla de inyectores y sistema de distribución de aire y agua existente en la instalación, así como el ajuste y montaje de los equipos ópticos empleados para la adquisición de datos.

Los apartados que aquí se exponen, no concluyen las labores de montaje de la instalación, quedando pendientes una larga lista de actividades necesarias antes de iniciar la actividad de investigación propiamente dicha, entre las que destacan la instalación del sistema óptico PIV, el ajuste de ambos equipos ópticos de medida (PDPA y PIV), y el inicio de las simulaciones de prueba de la instalación.

Además, las tareas tratadas en el documento, no guarda relación alguna con la parte computacional descrita anteriormente, y por ello, no se profundizando en los modelos computacionales, ni en las actividades planteadas en la parte computacional. Descripciones detalladas de modelos y métodos empleados en la parte computacional puede encontrarse en [2] donde además se da una amplia lista bibliográfica.

El documento se compone de dos partes diferenciadas:

Una primera parte de introducción a la meteorología, en la que se describen los procesos macroscópicos y microfísicos de formación de las precipitaciones, y en la que se expone el problema, no resuelto, de cómo se cree que la turbulencia puede afectar en el proceso de iniciación de la lluvia cálida.

Una segunda parte en la que se realiza una descripción de la instalación proyectada, los sistemas que la componen y el trabajo de montaje y ajuste de la malla de inyectores, del sistema de distribución y del sistema PDPA.

En concreto, los capítulos que componen este capítulo son: (2) Un primer capítulo de introducción a la meteorología dinámica, en el que se describen los procesos macroscópicos que dan como resultado los movimientos ascensionales de aire, responsables de la formación de las nubes. (3) Un segundo capítulo en el que se realiza una introducción a la microfísica de las nubes. Se analizan los procesos de condensación y colisión-coalescencia, y se describen los posibles efectos que se cree, ejerce la turbulencia y la inercia de



gotas sobre ellos. (4) Recoge una descripción general de la instalación experimental que se pretende construir, los sistemas ópticos que la componen, y los parámetros que se quieren medir con ellos. (5), (6) y (7) Narran la labores de diseño, implementación y montaje de la malla de inyectoras, los sistemas de distribución y del sistema óptico PDPA de la instalación. Por último en los anexos I y II se recoge una serie de notas a cerca de los fundamentos físicos y teóricos que permiten el funcionamiento del láser y del sistema de medida PDPA y LDV.

## **1ª PARTE:**

### *Introducción a la física de nubes*

## **2. Introducción a la Meteorología: Meteorología Dinámica**

### **2.1 Introducción.**

Muchos de los conceptos tratados en el presente proyecto, precisan de un conocimiento mínimo de meteorología para ser entendidos, recogiendo, en esta primera parte, una serie de ideas básicas relativas a la meteorología.

Empezando por su definición, la meteorología (del griego *meteoron*: ‘alto en el cielo’; y *logos* ‘conocimiento’) es la ciencia interdisciplinaria que estudia el estado del tiempo, el medio atmosférico, los fenómenos que en el medio atmosférico se producen y las leyes que lo rigen.

Uno de los fenómenos estudiados por la meteorología es el de la formación de las nubes. Este fenómeno involucra un elevado número de procesos diversos que van desde escalas del orden de micras hasta escalas de cientos de kilómetros. La meteorología divide por ello su estudio en tres ramas distintas, delimitadas por la escala en la que tienen lugar los procesos de formación de nubes que en ellas se estudian.

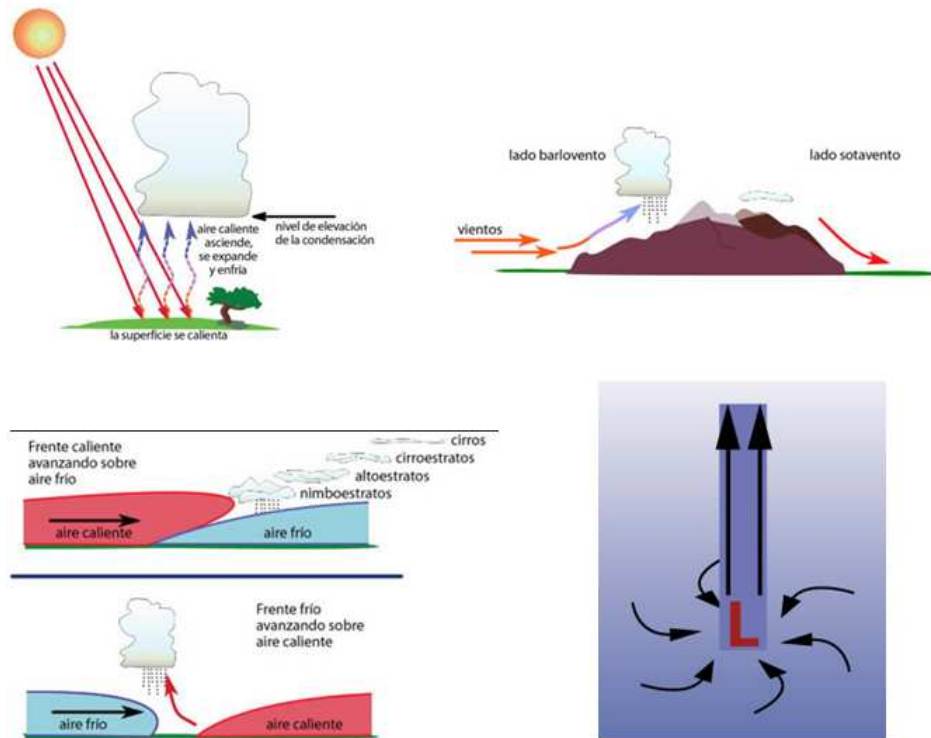
Las tres escalas o ramas de estudio, en el proceso de formación de una nube son: Las escalas pequeñas, fruto de estudio en el presente proyecto, centradas en el crecimiento individual de las gotas, en las que se analizan los procesos de formación y crecimiento de gotas de lluvia por condensación y por colisión-coalescencia. La rama que se ocupa del estudio de estos procesos se denomina micrometeorología o microfísica de las nubes. Existe una segunda escala, del orden del tamaño de nubes, en las que las nubes son tratadas como algo más que una simple colección de gotas que interactúan entre sí por el efecto de la gravedad y la turbulencia, en estas escalas tienen lugar los procesos que inician el movimiento del aire de manera ascendente, descendente, o incluso lateralmente, provocando su enfriamiento y con ello, el inicio de los procesos microfísicos de formación de gotas. A esta rama de la meteorología se la denomina meteorología dinámica, y centra su estudio en los movimientos de la atmósfera y su evolución temporal, basándose en los principios de la mecánica de fluidos. Existe además, una tercera rama, que analiza la nube individual como parte de un sistema nubes, o como parte del entorno que la rodea, estudiando cómo los movimientos de aire a gran escala, o la presencia y mezclado con otras nubes, influyen las propiedades de la nube como ente individual, no pudiendo describir su comportamiento como un entorno aislado e independiente del marco ambiental que le rodea. A la rama que estudia las variaciones diarias de las condiciones atmosféricas a gran escala se le denomina meteorología sinóptica, y en la actualidad se encuentra íntimamente ligada con la meteorología dinámica [4].

De las tres ramas, la verdaderamente relevante para el proyecto es la de pequeñas escalas, ya que, como ha sido descrito en la parte de introducción del proyecto, la investigación se ocupa del efecto que la turbulencia ejerce sobre las interacciones entre gotas, y no de los procesos atmosféricos que dan lugar a la generación de la turbulencia. No obstante, se recoge una muy breve descripción cualitativa de los procesos acontecidos en la meteorología dinámica.

## **2.2 Meteorología Dinámica.**

La nube se define como un agregado de pequeñas partículas de agua, hielo o ambas, suspendidas en el aire y con suficiente concentración para ser visibles [5]. Para que estas gotitas de agua o cristales de hielo puedan formar nubes en la atmósfera, tienen que ocurrir varios procesos, que generalmente implican un movimiento ascendente de masas de aire, cuyo desplazamiento abarca desde unas decenas de metros hasta centenares de kilómetros, y cuya velocidad de ascensión varía desde centímetros por segundo hasta decenas de metros, en virtud de la causa que los produce. Estos movimientos verticales son indispensables para la formación de las nubes y juegan un papel dominante en el carácter y magnitud de las que precipitaciones a las que, posteriormente, la nube puede dar lugar [6]. Los cuatro mecanismos principales, explicados de forma simplificada, que motivan estos desplazamientos verticales son [7]:

- *Calentamiento de la superficie:* Este proceso tiene lugar cuando el Sol calienta la tierra, que luego calienta el aire. Este aire caliente es más ligero y menos denso que el aire circundante, de manera que comienza a subir.
- *Montañas y terreno:* El aire es obligado a ascender por motivos de la oreografía del terreno.
- *Masas de aire que convergen:* Ocurre cuando el aire se desplaza desde todas direcciones hacia una región de baja presión. Cuando la región de baja presión es ocupada, el aire comienza a ascender.
- *Frentes de estados del tiempo (fríos o calientes):* Los frentes, definidos como la transición entre dos masas de aire con diferente densidad, temperatura y humedad, es el cuarto mecanismo que participa en la formación de nubes. Para ello dos masas de aire chocan sobre la superficie la tierra, generando un frente que desplaza verticalmente la masa de aire más caliente, propiciando la formación de nubes.



**Figura 2.1** Procesos atmosféricos de formación de nubes: Arriba izda. Calentamiento de la superficie. Arriba dcha. Montañas y terreno. Abajo dcha. Frentes de estado de tiempo. Debajo izda. Masas de aire que convergen [7].

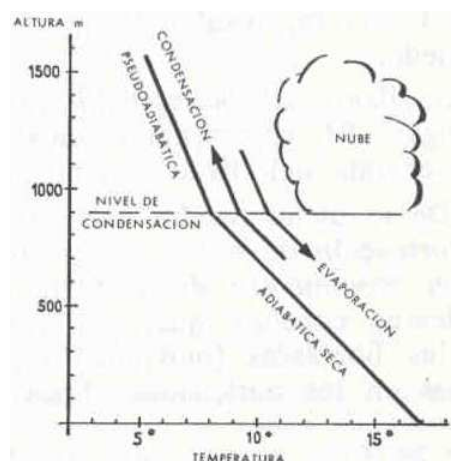
Todos los procesos de formación de las nubes implican el enfriamiento de una determinada masa de aire. Al enfriarse, la masa de aire ya no puede sostener todo el vapor de agua que podía sostener cuando estaba caliente. Este vapor de agua adicional comienza a condensarse fuera del aire en forma de gotitas de agua líquidas.

Las transformaciones termodinámicas que sufre una corriente ascendente de aire y que propician la formación de las nubes son las siguientes:

### 2.2.1 Transformaciones adiabáticas de corrientes de aire ascendentes

- **Adiabática seca:** Cuando un volumen de aire asciende este se ve sometido a un proceso de expansión, motivado por la menor presión existente en las capas altas de la atmósfera. Esta expansión produce un enfriamiento de la masa de aire ascendente que, debido a la mala conductividad térmica del aire, ocurre prácticamente de manera adiabática. A la disminución de la temperatura del aire seco con la altura se le denomina *gradiente adiabático seco*, y en capas bajas de la atmósfera (troposfera), en condiciones adiabáticas y en ausencia de fenómenos de evaporación o condensación, es de 1 grado centígrado por cada 100 metros de diferencia de altitud [8]. La línea de la figura 2.2, la denominada adiabática seca, muestra la mencionada evolución de la temperatura con la altura.

- **Adiabática húmeda o pseudo-adiabática:** La disminución de la temperatura conlleva un aumento de la humedad relativa, definida como  $RH = 100 \cdot e/e_s$ . A medida que el aire se enfría disminuye la presión de vapor saturado  $e_s$ , hasta alcanzar, para cierta temperatura, una humedad relativa del 100%, el denominado punto de rocío. Si el enfriamiento prosigue, se produce la condensación de la humedad contenida en el aire en forma de gotas, dando lugar a la aparición de la nube. Al nivel, o altura en la que la condensación de la humedad del aire hace aparición se le denomina nivel de condensación. El agua, al condensarse, libera el calor latente de condensación, calentando la masa de aire ascendente y reduciendo el gradiente de enfriamiento sufrido por la expansión adiabática. Al enfriamiento producido de esta manera se le denomina *gradiente adiabático de aire húmedo*, o *gradiente pseudo-adiabático*, y su valor es, en promedio, de 0.6 grados por cada 100 metros [8]. La línea de la figura 2.2, la denominada, adiabática húmeda o pseudo-adiabática, muestra la mencionada evolución de la temperatura con la altura.



**Figura 2.2:** Influencia de la condensación sobre el gradiente adiabático de enfriamiento del aire [8].

De lo expuesto anteriormente se deduce que: un movimiento ascendente del aire provoca la formación de nubes cuando se sobrepasa el nivel de condensación; y un movimiento descendente provoca la disipación de la nubosidad. Pudiendo concluir que, por regla general, habrá formaciones nubosas en las borrascas (movimiento general ascendente) y disipación de las nubes en los anticiclones (movimiento general descendente) [8].

Las transformaciones adiabáticas mencionadas, suelen venir representadas en diagramas termodinámicos, pudiendo reproducir la evolución de las características físicas de las masas de aire que sufren cambios de altitud. Estos diagramas, así como la formulación termodinámica que los origina se pueden encontrar en [11], no viniendo recogidos en este proyecto.

### 2.2.2 Estabilidad e inestabilidad atmosféricas

Los valores de gradiente térmico en la troposfera mencionados anteriormente, son los encontrados en atmósferas estándar. Sin embargo, fenómenos atmosféricos diversos, como el enfriamiento del suelo por efecto de la radiación nocturna, aires cálidos desplazándose sobre superficies de terreno frías o masas de aire cálido desplazándose sobre otras más frías, pueden dar lugar a variaciones de dicho gradiente térmico, e incluso a la aparición de inversiones térmicas.

Esta variabilidad lleva a realizar sondeos aerológicos, en los que mediante globos sonda, se mide, en un lugar y tiempo determinado, la variación vertical de las propiedades atmosféricas de presión, temperatura y humedad.

Los datos obtenidos por estos globos dan lugar a las curvas de estado de la atmósfera, en las que se representa cada una de las tres propiedades anteriores en función de la altura.



**Figura 2.3:** Curva de estado temperatura-altitud. Ejemplos de Inversiones e isometría [8].

Como norma general, las posibles situaciones que pueden darse al comparar la curva de estado con respecto al gradiente adiabático mencionado en el apartado anterior, correspondiente a una atmósfera estándar, son:

- *Gradiente subadiabático:* Ocurre cuando la curva de estado presenta un gradiente vertical de variación de la temperatura menor que el adiabático. Bajo estas condiciones, si una parcela de aire asciende de manera brusca hasta un nivel  $h$ , enfriándose por ello según el gradiente adiabático (1 grado por 100 metros si no se supera el nivel de condensación), alcanzará una temperatura representada en el diagrama de la figura 2.4 por el punto C.

El valor de la temperatura de la parcela de aire, es mayor que la del entorno que la rodea, y debido a ello, su densidad también lo es, de modo que si no es influenciada por otras fuerzas, tendrá tendencia a volver a su nivel de altura inicial empujada por la gravedad.

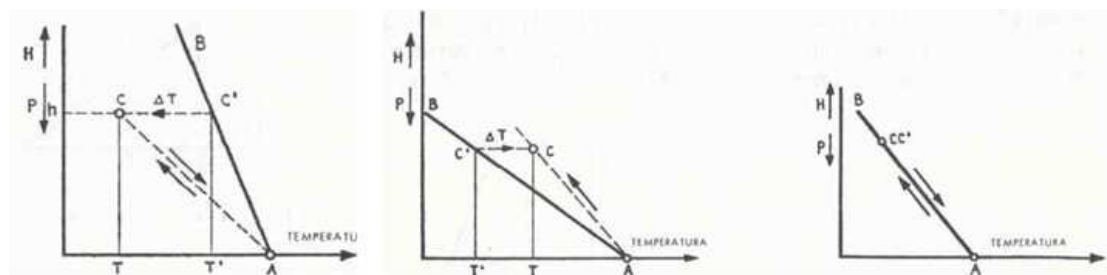
Estas condiciones definen lo que se denomina una 'atmósfera estable', las capas atmosféricas tienden a quedarse en su nivel inicial o volver a él, en caso de desplazamiento fortuito.

Es fácil ver que, en general, la atmósfera tiende a estabilizarse cuando el contraste de temperatura entre suelo y aire se hace pequeño [8].

- *Gradiente superadiabático:* Ocurre cuando la curva de estado presenta un gradiente vertical de variación de la temperatura mayor que el adiabático. En este caso si una parcela de aire asciende de manera análoga a la anterior, hasta una altura  $h$ , se encontrará a una temperatura superior al aire que la rodea, resultando menos densa, y por ello continuado su ascensión por el principio de Arquímedes.

Se dice entonces que la atmósfera es una 'atmosfera inestable', parcelas de aire que, por cualquier caso, inicien un desplazamiento vertical, continuará elevándose de forma espontánea, dando lugar a las corrientes de convección, que son las responsables de la formación de un amplio número de tipos de nubes.

Como norma general, enfriamientos de las capas altas de la atmósfera, o aumentos de la temperatura junto al suelo, generan un aumento del gradiente vertical de la temperatura, y puede provocar inestabilidad [8].



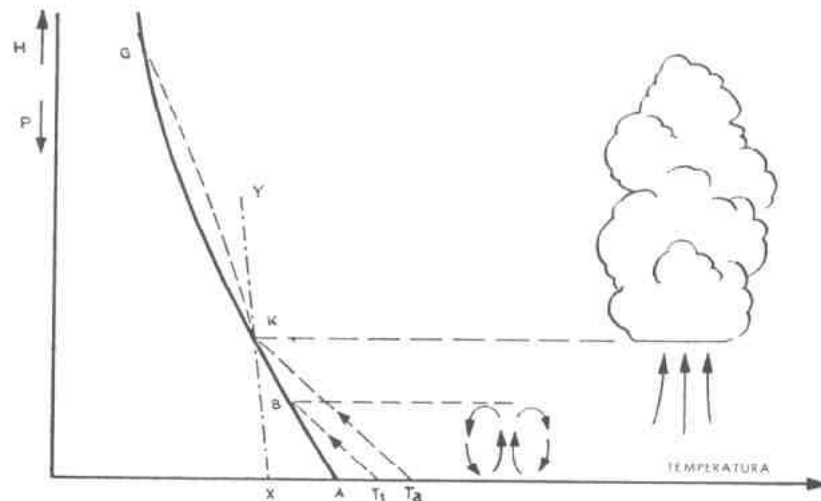
**Figura 2.4:** Equilibrio estable, inestable e indiferente [8].

Se puede realizar exactamente el mismo razonamiento, si en vez de considerar la evolución de una parcela de aire por debajo del nivel de condensación, la parcela considerada se encuentra por encima de este, pudiendo encontrar atmósferas húmedas estables e inestables.

### 2.2.3 Formación de Nubes en atmósfera inestable: Los cúmulos.

Las corrientes de convección en una atmósfera inestable, cesan su ascenso en el momento en el que su densidad, y por tanto su temperatura, se hacen iguales a las del ambiente. Este nivel, observado en un diagrama meteorológico, se corresponde al punto de intersección de la curva de estado de la atmósfera existente y de la línea adiabática según la cual la parcela de aire ascendente se enfría (puntos B y G en la figura 2.5) [8].





**Figura 2.5:** Formación de cúmulos [8].

La intensidad de las corrientes de convección, es tanto mayor cuanto mayor son las diferencias de temperatura entre aire ascendente y el aire ambiente de alrededor, siendo preciso, para la formación de las nubes, que estas diferencia permita al aire ascender lo suficiente como para alcanzar su punto de rocío.

Imaginemos por tanto, que se lanza un globo sonda a la atmósfera por la mañana, obteniendo la curva de estado AKG, además se mide la temperatura de rocío en función de la presión del aire, obteniendo la curva XY, ambas mostradas en la figura 2.5.

Además supongamos que la temperatura inicial del suelo es A.

A medida que avanza el día, el suelo se calienta, aumentando la temperatura del aire que se encuentra próximo al suelo, modificando la curva de estado de la atmósfera en esta región. Esta situación genera una inestabilidad, al alcanzarse un gradiente superadiabático en las proximidades del suelo, lo que inicia el ascenso del aire y el comienzo de las corrientes de convección.

A medida que la temperatura del suelo aumenta a lo largo del día, mayor es la diferencia de temperatura con respecto al ambiente que lo rodea, consiguiendo generar corrientes de convección cada vez más intensas, y con ello, mayores ascensos de la masa de aire. Así vemos en la figura 2.5 que cuando la temperatura es igual a  $T_1$ , la masa de aire alcanza una altura B, momento en el cual se consigue el equilibrio térmico con el ambiente, deteniendo su ascenso.

Si la temperatura sigue aumentando, llega un momento en el que la parcela de aire alcanza el punto K, que se corresponde al punto de menor temperatura en la que una parcela de aire, ascendiendo y enfriándose según el

gradiente adiabático seco, alcanza su punto de rocío, y por tanto comienza el proceso de condensación, o lo que es lo mismo, la formación de la nube.

Una vez iniciada la condensación, el aire se enfría siguiendo el gradiente pseudo-adiabático, reiniciando su ascenso hasta llegar al punto G de la figura 2.5, momento en el cual, la adiabática húmeda y la curva de estado se cruzan de nuevo, dando lugar a un segundo equilibrio en el que se detiene el ascenso.

Este proceso genera las nubes denominadas tipo cúmulos, cuyo desarrollo vertical está limitado por la posición del punto G, que varía según la curva de estado generada por las condiciones de la atmósfera.

Otro factor que determina el límite superior de este tipo de nubes es, como es lógico, la humedad existente en las capas elevadas de la atmósfera. Si estas son muy secas, las nubes alcanzarán niveles inferiores al mostrado en G, ya que parte del aire ambiente es arrastrado en el movimiento ascendente, disminuyendo la humedad imperante, y con ello, la condensación [11].

Los procesos de formación de cúmulos involucra fenómenos algo más complejos que los aquí descritos, no obstante, el esquema sirve para dar una idea general del proceso de formación de este tipo de nubes.

Además del proceso de variación de la radiación diaria de la radiación solar, otros mecanismos pueden dar lugar a la generación de corrientes de convección, como capas bajas inestables o capas de inversión de temperatura. Además, la formación de nubes no ocurre exclusivamente en atmósferas inestables, pudiendo encontrar formaciones nubosas en atmósferas estables, por ejemplo mediante difusión turbulenta, o por enfriamiento adiabático, por la acción del relieve o de los frentes, que como mencionamos al principio del capítulo, pueden elevar el aire hasta su nivel de condensación. Una amplia descripción de estos procesos puede encontrarse en [11], guía seguida para escribir el presente capítulo.

Información de los distintos tipos de nubes, así como una clasificación por altura, y fotos descriptivas de su forma, clasificadas según el tipo de nube puede ser encontrada en [7]

## **3. Microfísica de las nubes**

### **3.1 Introducción.**

En el capítulo anterior han sido descritos los procesos atmosféricos, que dan lugar a regiones o zonas en las que ciertas cantidades de aire, denominadas parcelas, llegan a niveles de saturación, es decir, a humedades relativas próximas al 100%, cosa que ocurre casi exclusivamente en virtud de las corrientes de aire verticales generadas en regiones de la atmósfera que inicialmente carecían de nubosidad.

En este capítulo se describe los procesos nubosos de menor escala, de tamaños comparables al de las propias dimensiones de las nubes individuales y al de las partículas que contribuyen a la precipitación. En estas escalas se encuentran contenidos los procesos de formación y crecimiento de las gotas de nube, así como sus interacciones con el medio ambiente. Estos procesos son responsables de las características concretas de la micro-estructura de la nube, y definen los parámetros de interés a saber de las nubes cálidas [10]: (1) *Su contenido de agua líquida*: la cantidad de agua líquida por unidad de volumen de aire. (2) *Su concentración de gotas*: el número total de gotas por unidad de volumen. (3) *Su espectro de gotas*: la distribución de tamaños de gota de nubes existente en un volumen.

El objetivo de este capítulo es por tanto, explicar las circunstancias por las que una gota en una nube cálida puede formarse a partir de la fase de vapor, crecer a continuación hasta alcanzar un tamaño visible, e interaccionar con sus compañeras para dar lugar a la precipitación.

Veremos además, como los procesos de condensación y colisión-coalescencia, son insuficientes para justificar el rápido crecimiento de distribuciones de gotas de diferentes tamaños que se observan en las nubes convectivas de la realidad, existiendo la creencia de que la turbulencia juega un papel fundamental como activador de los procesos de condensación y colisión-coalescencia, y por tanto, como generador de nubes cálidas con amplios rangos de tamaños de gota.

### **3.2. Nucleación.**

El proceso de formación de las gotas se inicia con la condensación del vapor de agua del aire en la atmósfera. Para ello se hace preciso que el aire se encuentre en condiciones de saturación. La forma más común por la que el aire llega a condiciones de saturación es, como ya se vio en el apartado anterior, mediante el ascenso de parcelas de aire. El ascenso hace que el aire húmedo se

expanda y enfríe adiabáticamente. Bajo estas condiciones, el vapor de agua condensa sobre los aerosoles existentes en la atmósfera, formando una nube de pequeñas gotas de agua o hielo [11].

La existencia de las condiciones de saturación aunque necesaria, no es suficiente para la formación de las gotas, ya que las masas de aire ascendente, si contienen vapor de agua exclusivamente, no dan lugar a la formación de gotas hasta alcanzar condiciones de saturación que superen la barrera energética impuesta por la tensión superficial existente en las gotas de agua, valores de saturación que se encuentran muy por encima de las encontradas habitualmente en la atmósfera. Esto hace preciso la existencia de los denominados núcleos de condensación, partículas de tamaño micrométrico y submicrométrico con afinidad por el agua, que actúan como centros de condensación, y que disminuyen los valores de supersaturación necesarios para la formación de las gotas.

### *3.2.1 Nucleación homogénea.*

Entender la nucleación pasa, en primer lugar, por considerar el proceso hipotético de la formación de una gota de agua pura por la condensación de vapor supersaturado, sin la ayuda de aerosoles, mediante un proceso que se denomina nucleación homogénea.

La primera fase de crecimiento consiste en un proceso por el cual un número de moléculas en fase de vapor se unen, a través de colisiones fortuitas, formando gotas embrionarias de tamaño lo suficientemente grande como para seguir en contacto.

Si realizamos un balance de la variación de la energía libre de Gibbs que tiene lugar cuando en una atmósfera en condiciones de supersaturación, a presión y temperatura constantes, se genera, de manera espontánea, una gota embrionaria de volumen  $V$  y área  $A$ , con un potencial químico en la fase líquida, o lo que es lo mismo, una energía interna por molécula de líquido, de  $\mu_l$ , y un potencial químico  $\mu_v$  en la fase de vapor, se pueden observar dos efectos:

1. Una disminución de la energía libre de Gibbs existente en el sistema, debida a la condensación, de valor  $nV(\mu_v - \mu_l)$ , donde  $n$  es el número de moléculas por unidad de volumen.
2. La realización de un trabajo para vencer la tensión superficial del agua existente al generar un área unitaria con interfaz vapor-líquido. Esta tensión superficial  $\sigma$ , es proporcional al área de la gota formada, pudiendo escribir el trabajo realizado como  $A\sigma$ .

Haciendo el mencionado balance entre ambos efectos observamos una variación de la energía libre de Gibbs de la forma [11]:

$$\Delta E = A\sigma - nV(\mu_v - \mu_l) \quad (3.1)$$

Pudiendo además, escribir la disminución de la energía libre de Gibbs como:

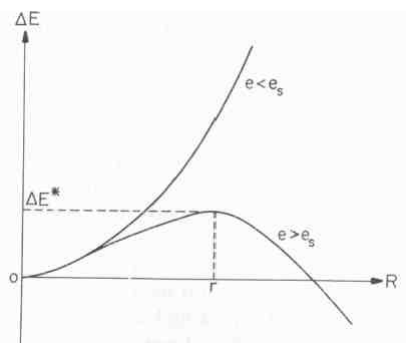
$$nV(\mu_v - \mu_l) = \rho_L R_v V T \ln\left(\frac{e}{e_s}\right) \quad (3.2)$$

En el que  $\rho_L$ , es la densidad parcial del vapor de agua contenido en el aire,  $R_v$  es la constante individual de los gases para el vapor de agua ( $461,5 \text{ J/Kg} \cdot \text{K}$ ),  $e$  es la presión de vapor, y  $e_s$  es la presión de saturación del vapor para superficie plana. Para una gota de radio  $R$ , la ecuación (3.1) se convierte en:

$$\Delta E = 4\pi R^2 \sigma - \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_L R_v T \ln\left(\frac{e}{e_s}\right) \quad (3.3)$$

En la ecuación se observa que si el aire se encuentra por debajo de las condiciones de saturación,  $e < e_s$ , entonces  $\ln(e/e_s)$  es negativo, y  $\Delta E$  es siempre positivo y creciente a medida que  $R$  aumenta (ver figura 3.1), o lo que es lo mismo, cuanto mayor es el radio de las gotas embrionarias, mayor es el aumento de la energía del sistema. Si los sistemas tienen tendencia a permanecer en equilibrio, reduciendo para ello su energía, las gotas formadas de manera fortuita bajo estas condiciones, acaban siendo evaporadas por el sistema.

Cuando el aire se encuentra en condiciones supersaturadas,  $e > e_s$ , entonces  $\ln(e/e_s)$  es positivo, y  $\Delta E$  puede ser positivo o negativo en función del valor adoptado por  $R$  (ver figura 2.1). Si el valor de  $\Delta E$  es positivo, el sistema tiende a buscar el equilibrio, y como vimos antes, la gota tiende a evaporarse. Sin embargo si se supera un cierto valor  $R > r_c$ , el valor de  $\Delta E$  pasa a ser negativo, y por tanto, la formación de gotas de dicho tamaño, acaban dando como resultado sistemas más estables. El crecimiento posterior por condensación, de las gotas que han superado el valor  $r_c$ , ocurre de manera espontanea, ya que al crecer se alcanzan sistemas de menor energía y con ello, de mayor equilibrio [11].



**Figura 3.1:** Incremento de la energía de un sistema  $\Delta E$ , debido a la formación de una gota de radio  $R$ , en una atmósfera con presión de vapor  $e$ , y presión de saturación  $e_s$  [13].

El valor de  $r_c$  se corresponde al máximo de la función, pudiendo extraerse su valor sin más que derivar  $\partial(\Delta E)/\partial(R) = 0$  de la expresión dada en 3.3:

$$r_c = \frac{2\sigma}{\rho_L R_v T \ln\left(\frac{e}{e_s}\right)} \quad (3.4)$$

En la siguiente tabla se dan valores para los radios críticos y el número de moléculas contenidas en la gota formada con ese radio, para distintas razones de saturación,  $S = e/e_s$ , a 0°C.

Razón de saturación $S$	Radio crítico $r_c$ (micras)	N.º de moléculas $n$
1	$\infty$	$\infty$
1,01	$1,208 \times 10^{-1}$	$2,468 \times 10^8$
1,10	$1,261 \times 10^{-2}$	$2,807 \times 10^5$
1,5	$2,964 \times 10^{-3}$	$3,645 \times 10^3$
2	$1,734 \times 10^{-3}$	730
3	$1,094 \times 10^{-3}$	183
4	$8,671 \times 10^{-4}$	91
5	$7,468 \times 10^{-4}$	58
10	$5,221 \times 10^{-4}$	20

**Tabla 3.1:** Radios y números de moléculas en gotas de agua pura con vapor a 0°C [6].

Como puede verse en la tabla, gotas de agua pura de radio  $0,01 \mu m$  requieren humedades relativas de más de un 110%, para encontrarse en condiciones de equilibrio inestable, mientras que gotas de  $1 \mu m$  requieren algo más de un 1%.

Si se tiene en cuenta que la supersaturación desarrollada en las nubes, debida al ascenso y expansión adiabática de parcelas de agua, raramente excede el 1%, se puede concluir, según el razonamiento seguido hasta este momento, que incluso la formación de gotas de agua tan grandes como las de radio  $R = 0,01 \mu m$ , formadas por la colisión ‘fortuita’ de millones de moléculas de agua, se encuentra por debajo del radio crítico requerido para su supervivencia en las condiciones de supersaturación del 1% típicas de la atmósfera, y en consecuencia, que las gotas no se forman en nubes atmosféricas mediante la nucleación homogénea de agua pura, sino que precisan de la presencia de aerosoles atmosféricos que faciliten su generación, a partir de un proceso denominado nucleación heterogénea [11].

### 3.1.2 Nucleación heterogénea.

La formación de las gotas nubosas en la atmósfera se hace a través de aerosoles que sirven de superficie de nucleación, denominados CCN (Cloud Condensation Nuclei). La velocidad de formación de gotas embrionarias depende de la cantidad de aerosoles existentes en la atmósfera, y no de la

colisión fortuita de moléculas de agua, es por ello que el proceso de nucleación homogénea del agua líquida a partir del vapor, es un proceso secundario.

En general, los aerosoles pueden ser clasificados de acuerdo con su afinidad al agua en higroscópicos, neutros e hidrófobos. La nucleación sobre aerosoles hidroscolpicos, solubles y con afinidad al agua, que reducen la sobresaturación requerida para la formación de gotas, facilitando el proceso frente a la nucleación homogénea [6].

El aerosol, al disolverse, tiende a disminuir la presión de vapor en equilibrio sobre la superficie de la gota, mediante un proceso que intuitivamente se entiende por el hecho de que las moléculas de soluto (generalmente sales), al ser disueltas, disocian las moléculas de agua en iones. Esto varía la organización de las moléculas de agua que se encuentran en la superficie de la gota, en las que algunos de los espacios moleculares de la superficie son ocupados por iones (o moléculas de sal, en el caso de que no se disocie), lo que da lugar a menores presiones de vapor sobre la superficie, ya que, como veremos más adelante, la presión de vapor en la superficie es proporcional a la concentración de moléculas de agua sobre la superficie de la gota.

Para ver la influencia de los aerosoles sobre la nucleación comenzamos considerando la presión de vapor en equilibrio sobre la superficie de una gota de agua pura, calculada a partir de la ecuación 3.4 como:

$$e_s(r) = e_s(\infty) \exp(2\sigma/rR_v\rho_L T) \quad (3.5)$$

Ecuación deducida por Lord Kelvin, en la que  $e_s(r)$ , se refiere a la presión de saturación existente sobre una gota de agua pura de radio  $r$ , que cumple la condición de equilibrio  $\Delta E = 0$ .  $e_s(\infty)$ , corresponde a la presión de vapor saturado con respecto a una superficie plana, denominada de forma general  $e_s$  por simplicidad.

La reducción de la presión de vapor debida a la presencia de soluto en la gota puede ser dada por el parámetro adimensional:

$$\frac{e'}{e_s(r)} = \frac{n_0}{n+n_0} \quad (3.6)$$

Donde  $e'$  es la presión de vapor saturado sobre la superficie de una gota de disolución que contiene  $n_0$  moléculas de agua pura y  $n$  moléculas de soluto, y  $e_s(r)$  es la presión de saturación de una gota de agua pura con el mismo radio y temperatura (ecuación 3.5).

Para disoluciones diluidas la ecuación anterior puede ser simplificada, dando lugar a la conocida Ley de Raoult [6]:

$$\frac{e'}{e_s(r)} = 1 - \frac{n}{n_0} \quad (3.7)$$

Si ahora consideramos una gota de disolución de radio  $r$ , que contiene una masa  $M$  de una sal disuelta de masa molecular  $m_s$ , además, si cada sal disocia el agua en  $i$  iones, por ejemplo para el NaCl  $i \approx 2$ , el número efectivo de iones en la gota de disolución viene dado por:

$$n = \frac{iN_0M}{m_s} \quad (3.8)$$

Donde  $N_0$  es el número de Avogadro. Del mismo modo, el número de moléculas de agua, para la gota de disolución de masa  $m$  considerada, puede expresarse como:

$$n_0 = \frac{N_0m}{m_w} \quad (3.9)$$

Donde el cálculo de la masa de agua se hace a partir del volumen de la gota:  $m = 4/3 \pi r^3 \rho_L$  (3.10)

Sustituyendo en la ecuación 3.7 las expresiones de 3.8, 3.9 y 3.10, se obtiene:

$$\frac{e'}{e_s(r)} = 1 - \frac{b}{r^3} \quad (3.11)$$

Donde  $b$  es una constante de disolución  $b = 3im_wM/4\pi\rho_Lm_s$ .

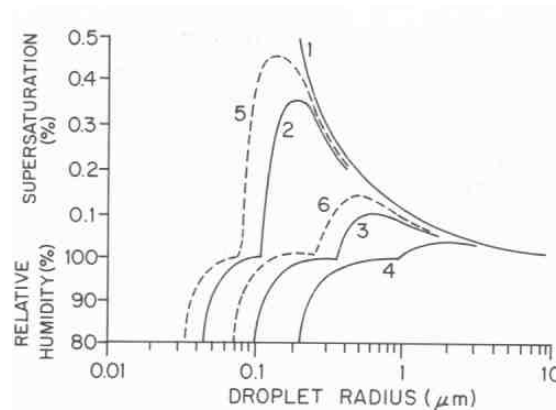
Finalmente, combinando la ecuación de Kelvin y la ecuación 3.11 que se acaba de obtener, tenemos que la presión de vapor saturado sobre la superficie de una gota de disolución frente a la presión de saturación de una superficie plana es:

$$\frac{e'}{e_s(\infty)} = \left[1 - \frac{b}{r^3}\right] \exp(2\sigma/rR_v\rho_L T) \quad (3.12)$$

Donde el primer término suele ser interpretado como el 'término de disolución', y expresa la disminución de la presión de vapor debida a la existencia de soluto, mientras que el segundo término, el 'término de curvatura' muestra el aumento de la razón de saturación de una gota frente a una superficie plana.

Representando la variación de la humedad relativa  $(e'/e_s(\infty)) \cdot 100$ , o, en el caso de superar el 100% de humedad, el grado de supersaturación,  $(e'/e_s(\infty) - 1)100$ , necesarios para la obtención de gotas diluidas de distintos valores de  $r$ , se obtienen las *curvas de Köler*.





**Figura 3.2:** Variaciones de la humedad relativa y la condición de supersaturación del aire adyacente a gotas de radio crítico estable (1) de agua pura. Gotas de disolución con las siguientes masas fijas de sal (2)  $10^{-19}$  kg de NaCl, (3)  $10^{-18}$  kg de NaCl, (4)  $10^{-17}$  kg de NaCl, (5)  $10^{-19}$  kg de  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$  y (6)  $10^{-18}$  kg de  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$  [11].

Cada una de estas curvas muestra cuál es el nivel de humedad relativa y supersaturación que ha de existir en la atmósfera para que, dada una cantidad de soluto constante de una determinada sal, tenga lugar la formación de gotas estables de radio crítico  $r$ .

Se observa que, a medida que la gota formada aumenta de tamaño, la influencia ejercida por la sal diluida en la gota se hace cada vez más débil, haciéndose dominante el término de curvatura dado por la ecuación de Kelvin (ecuación 3.5 y curva 1 de la figura 3.2). La desaparición de la influencia de la sal se debe a que el soluto aportado por el aerosol, se ve diluido en una mayor masa de agua, disminuyendo su presencia, y con ello, aproximándose al comportamiento seguido por las gotas de agua pura durante la nucleación homogénea (curva 1).

Para ilustrar un poco más la interpretación de las curvas de Köler mostradas en la figura 3.2, consideramos la curva 2 correspondiente a gotas de disolución, que contienen  $10^{-19}$  kg de NaCl (el radio seco del aerosol es de  $0.022 \mu\text{m}$ ). Si una partícula inicial de cloruro de sodio de masa  $10^{-19}$  kg se encuentra, por poner un ejemplo, en una atmósfera de humedad relativa del 90%, el vapor de agua existente condensa sobre la partícula, disolviendo la sal, y generando una gota de disolución de  $0.05 \mu\text{m}$  de radio. La gota formada se encuentra en equilibrio con la atmósfera, ya que si la gota aumenta su tamaño, la presión de vapor contigua a la superficie de la gota se encuentra por encima de la existente en la atmósfera, tendiendo a evaporar la cantidad de agua ganada para recuperar su equilibrio. El mismo razonamiento puede ser realizado en el caso contrario en el que la gota reduzca su tamaño. Estas gotas de pequeño tamaño que se encuentran en equilibrio con la atmósfera se denominan gotas *hazle*.

Si a continuación, se considera un ambiente de supersaturación del aire del 0.36%, que como se puede observar en la figura 3.2 corresponde al máximo de la curva 2, la gota formada tendrá un radio en el equilibrio de

aproximadamente  $0.2 \mu m$ . Como antes, si cierta masa de la gota se evapora ligeramente y disminuye su tamaño, el nivel de supersaturación del ambiente de alrededor de la gota, disminuye por debajo del atmosférico, con lo cual la gota crece por condensación hasta su tamaño original. Por el contrario, si la misma gota crece ligeramente, el nivel de supersaturación del ambiente de alrededor de la gota vuelve a disminuir por debajo del atmosférico, con lo que la gota, en vez de disminuir para recuperar su tamaño original, que es lo que ocurría en las situaciones de equilibrio mencionadas anteriormente, empieza a crecer por condensación. Como consecuencia de este aumento del tamaño de la gota, el nivel de supersaturación existente en las proximidades de la gota irá disminuyendo, siguiendo el camino marcado por los puntos de la curva 2. Una gota que supera el máximo valor de la curva de Köler se dice que ha sido *activada*. Una vez que la gota está activada empieza a crecer rápidamente por condensación, crecimiento que es descrito en el siguiente apartado.

La activación de una gota formada a partir de una sal de masa y composición concretas, pasa por superar su máximo correspondiente de la función de Köler, y por consiguiente, la existencia de condiciones de humedad relativa o supersaturación por encima de este máximo darán lugar a la formación de gotas de nube, mientras que valores inferiores dará lugar a la formación de gotas *hazle* estables [11].

### 3.3 Crecimiento por Condensación.

Según lo visto anteriormente, una vez la gota es activada, inicia un proceso de crecimiento por condensación que continua siempre que la presión de vapor en el ambiente sea mayor que la presión de vapor del aire existente en torno a ella.

El crecimiento de la gota por condensación se produce cuando una molécula de agua difunde a través de la superficie de la gota. Esto sólo ocurre si existe una densidad de moléculas en la atmósfera mayor que la densidad de moléculas existentes en la superficie de la gota, iniciándose entonces un flujo de moléculas a través de la superficie que genera un incremento temporal de la masa de la gota. Este incremento puede definirse como:

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r D (\rho_v - \rho_{vr}) \quad (3.13)$$

Donde  $M$  es el flujo másico de moléculas que difunde a través de la superficie,  $r$  es el radio de la gota,  $D$  es el coeficiente de difusión,  $\rho_v$  es la densidad del vapor de agua en la atmósfera, definido como la masa de las moléculas por unidad de volumen  $\rho_v = nm$ , siendo  $n$  el número de moléculas de vapor de agua por unidad de volumen en la atmósfera y  $m$  la masa molecular del agua y  $\rho_{vr}$  la densidad del vapor de agua junto a la superficie de la gota.

La difusión de moléculas de la atmósfera a la gota libera el calor latente de vaporización, elevando la temperatura de la gota por encima del valor ambiental. Por ello, la difusión de moléculas hacia la gota genera a su vez una difusión de calor en sentido contrario, de la gota hacia la atmósfera. Esta difusión puede ser escrita como:

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi r K (T_r - T) \quad (3.14)$$

Donde  $T_r$  es la temperatura en la superficie de la gota,  $T$  es la temperatura ambiente y  $K$  el coeficiente de conductividad térmica del aire.

Haciendo, a partir de las ecuaciones 3.13 y 3.14, un balance energético de la variación de la temperatura en la superficie de la gota tenemos:

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_L c \frac{dT_r}{dt} = L \frac{dM}{dt} - \frac{dQ}{dt} \quad (3.15)$$

Donde  $\rho_L$  es la densidad del agua y  $c$  su calor específico.

Para un crecimiento en régimen estacionario se cumple que  $dT_r/dt = 0$ , y aplicando la relación establecida entre la temperatura y la presión de vapor mediante la ecuación de Clausius-Clapeyron, es posible llegar a relacionar la velocidad de crecimiento de una gota por condensación, con la razón de saturación, dando lugar a la siguiente ecuación:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{A} \frac{(S-1)}{r} \quad (3.16)$$

Donde  $S$  es la razón de saturación definida como  $S = e'/e_s(T)$ , y  $A$  es un coeficiente que depende de distintos parámetros termodinámicos:

$$\frac{1}{A} = \frac{1}{[F_k + F_d]} = \frac{1}{\left[ \frac{L^2 \rho_L}{K R_v T^2} + \frac{R_v T \rho_L}{D e_s(T)} \right]} \quad (3.17)$$

Donde intuitivamente  $F_k$  puede ser considerado como una impedancia debida a la ineficiencia de la transferencia de calor con el medio, mientras que  $F_d$  se considera como una impedancia debida a ineficiencias en la difusión. Los valores del coeficiente de difusión  $D$ , de la conductividad térmica  $K$  y de la presión de saturación en el equilibrio  $e_s$ , varían con la temperatura y el ritmo de crecimiento por condensación va a depender además, de la naturaleza del núcleo de condensación, a través del valor  $e'$  de la razón de saturación.

De la ecuación 3.17 se puede extraer que para valores razonablemente fijos de  $A$ , es decir, para una presión, temperatura y supersaturación aproximadamente constates, el ratio de crecimiento por condensación es:

$$t = \frac{r^2 - r_0^2}{A} \quad (3.18)$$

Donde el ritmo de crecimiento por condensación para un núcleo de NaCl, a  $T=273$  K y  $p=900$ mb, con una sobresaturación de 0.05 %, es mostrado en la siguiente tabla.

*Rate of Growth of Droplets by Condensation (initial radius 0.75  $\mu$ m). (From Mason, 1971)*

Nuclear mass (g)	$10^{-14}$	$10^{-13}$	$10^{-12}$
Radius ( $\mu$ m)	Time (sec) to grow from initial radius 0.75 $\mu$ m		
1	2.4	0.15	0.013
2	130	7.0	0.61
4	1,000	320	62
10	2,700	1,800	870
20	8,500	7,400	5,900
30	17,500	16,000	14,500
50	44,500	43,500	41,500

**Tabla 3.2:** Ratio de crecimiento de gotas por condensación a partir de un radio inicial de 0,75 micras [10].

De lo mostrado en la tabla 3.2 se extrae que inicialmente las gotas creciendo por condensación, incrementan su radio a gran velocidad, sin embargo, su ratio de crecimiento va disminuyendo de forma exponencial con el tiempo.

### 3.3.1 Crecimiento por condensación de poblaciones de gotas.

Cuando una parcela de aire es elevada, se produce un crecimiento simultáneo de un elevado número de gotas, produciéndose una competencia entre ellas para la captación de vapor generado mediante la supersaturación. El crecimiento por condensación de poblaciones de gotas es descrito a continuación:

A medida que una parcela de aire asciende se expande y enfría adiabáticamente, hasta alcanzar condiciones de saturación. Si el ascenso continúa, se alcanza un estado de supersaturación. El valor de la supersaturación obtenida es, en un primer momento, proporcional a la velocidad de ascenso. Como se vio en las curvas de Köler (figura 3.2) a medida que la supersaturación aumenta, los núcleos de condensación más eficientes son activados, iniciando su crecimiento simultáneo por condensación.

En este punto se inicia una competición entre en el ratio en el que la humedad existente en el aire está siendo liberada por el proceso de enfriamiento adiabático, y el ratio en el que esta humedad generada está condensando sobre los núcleos de condensación.

$$\frac{dS}{dt} = P - S \quad (3.19)$$

Donde:

$$P = Q_1(dz/dt) \quad (3.20)$$

Representa el amento de sobresaturación debido al enfriamiento en un ascenso adiabático, y es proporcional a la velocidad de ascenso del aire  $dz/dt$  y a un conjunto de variables termodinámicas  $Q_1$ .

Mientras que

$$S = Q_2(d\chi/dt) \quad (3.21)$$

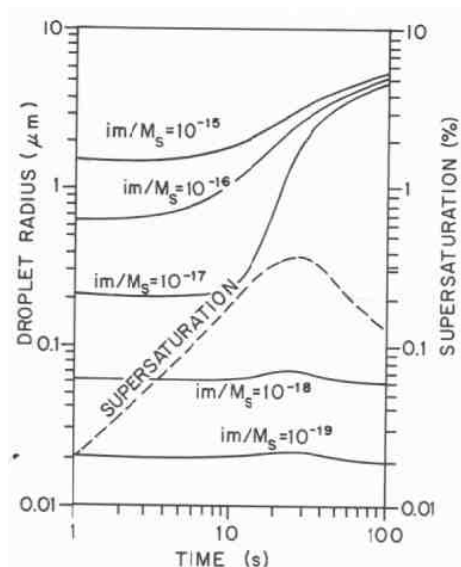
Expresa la disminución de sobrepresión producida por la condensación de vapor sobre las gotas, siendo proporcional a la velocidad de condensación  $d\chi/dt$ , y a un segundo conjunto de variables termodinámicas  $Q_2$ .

A medida que más núcleos de condensación son activados, mayor es la demanda de humedad, existiendo un punto en el que la producción  $P$ , y consumo de vapor  $S$ , se igualan, momento en el que la supersaturación alcanza su valor máximo. La concentración de gotas de lluvias existente en la nube, queda determinada en este momento (que suele encontrarse a 40 metros de la base de la nube), y es igual al número de CCN activados a esa altura. A partir de este punto, las gotas condensan agua sobre su superficie a una mayor velocidad de la que está siendo generada por el enfriamiento del aire, y por lo tanto, la supersaturación empieza a disminuir. Un descenso en el valor de la supersaturación, según lo expuesto en las curvas de *Köler*, hace que las gotas *hazle* empiecen a evaporarse lentamente y que las gotas activadas sigan su crecimiento por condensación.

Consecuentemente, se produce una desaparición de gotas *hazle*, y un crecimiento prolongado de los núcleos activados, en el que, las gotas activadas de menor tamaño crecen a un mayor ritmo que aquellas que ya han alcanzado tamaños mayores.

Del proceso teórico descrito hasta el momento se puede extraer que, la distribución de tamaños de gotas existentes en las nubes cálidas, tiende a volverse más y más uniforme con el paso del tiempo.

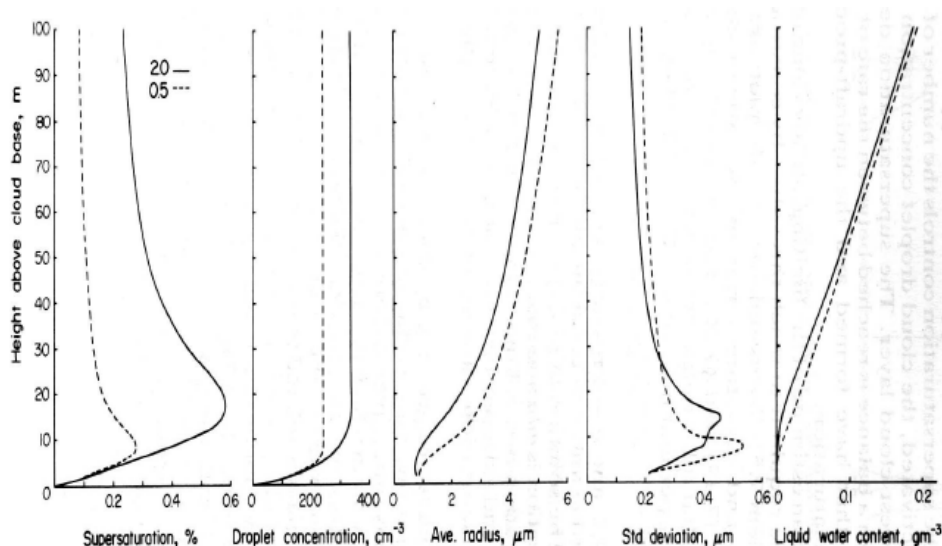
La secuencia relatada hasta el momento es mostrada en la siguiente figura.



**Figura 3.3:** Cálculo teórico del crecimiento de diferentes superficies de nucleación por la condensación generada en una parcela de aire que asciende a una velocidad de 60  $cm/s$ , asumiendo una concentración total de 500  $CCM/cm^{-3}$ . Donde  $im/M_s$  es la fracción molar de iones del núcleo de condensación considerado. Además se muestra la variación de la supersaturación con el tiempo (diagrama de Mordy 1959) [11].

En la figura 3.3 se observa cómo, a medida que asciende la parcela de aire, el tamaño de los núcleos de condensación permanecen prácticamente constantes, hasta que, alcanzado cierto punto, los núcleos de mayor fracción molar de iones son activados, produciéndose una disminución del crecimiento de la supersaturación con el tiempo, que alcanza su máximo en un instante  $t$  (a unos 40 m de la base de la nube). A partir de este instante los núcleos que no han sido activados se evaporan, y los que ya se encontraban activados crecen a diferente ritmo hacia tamaños de gotas similares.

De la figura anterior se extrae que el tipo de núcleos de condensación presentes en la parcela de aire ascendente y el nivel de saturación alcanzado, van a determinar la concentración y tamaño de las gotas existentes en la nube en sus capas más bajas. Si analizamos además, cómo las distintas velocidades de la corriente vertical de aire ascendente, afectan a la supersaturación, y con ello a las propiedades de la nube, haciendo para ello una representación gráfica, que en vez de mostrar la evolución temporal mostrada en la figura 2.3, muestre su evolución longitudinal, tenemos que:



**Figura 3.4:** Desarrollo inicial de las propiedades de la nube cuando se considera una misma parcela de aire ascendente a distintas velocidades constantes: 0.5 m/s y 2 m/s [13]

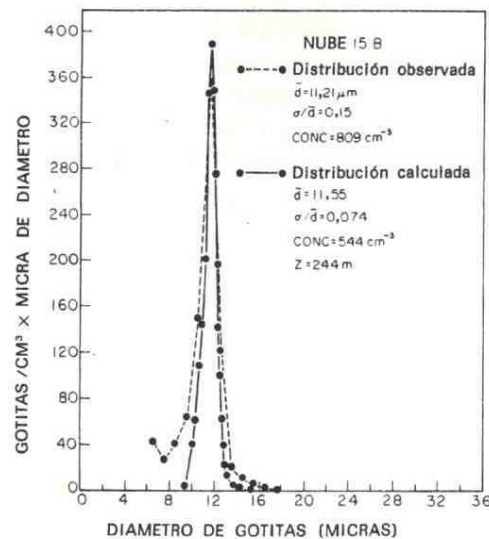
Las gráficas de la figura 3.4 muestran como la concentración de gotas formada en los primeros 40 metros por encima del nivel de la nube, se mantiene prácticamente constante para capas superiores a los 100 metros, altura a partir de la cual la supersaturación adquiere valores prácticamente constantes, dando lugar a crecimientos prácticamente lineales de las poblaciones de gotas. Es por ello que la formación de gotas en las capas inferiores de la nube, van a influenciar drásticamente las propiedades posteriores de sus capas superiores.

Además se puede advertir cómo, de acuerdo con la ecuación 3.20, mayores velocidades ascensionales de parcelas de aire de idénticas propiedades (sobre todo mismas concentraciones de aerosoles) dan lugar a una mayor supersaturación, y con ello a una mayor concentración de gotas (una mayor cantidad de CCN es activado), a menores tamaños de gotas, al tener que distribuirse la misma humedad entre un mayor número de aerosoles, y a una mayor variabilidad entre los tamaños de gotas existentes en las capas inferiores de la nube.

Por último hacer notar cómo, a medida que el aire asciende, el espectro existente adquiere valores de desviación estándar cada vez menores, produciéndose con ello un estrechamiento de la gama de tamaños de gotas existentes en la parcela de aire ascendente.

Este resultado, pronosticado por la ecuación (3.16) de crecimiento por difusión de corrientes de aire enfriándose adiabáticamente, predice un estrechamiento del espectro de gotas con el tiempo. Esta predicción se contradice con las observaciones realizadas en nubes reales, en las que, mediciones recientes de espectro de gotas realizadas en altas resoluciones de hasta unos pocos centímetros (Baker, 1992; Brenguier, 1993; Brenguier y

Chaunmant, 1996), han dado como resultado distribuciones de tamaños de gotas más amplias que las predichas teóricamente [13].



**Figura 3.5:** Comparación entre los espectros de gotas nubosas observadas y medidas a 244m por encima de la base de una nube cálida tipo Cumulus [6].

Observando la figura podemos comprobar cómo la distribución de gotas pronosticada teóricamente presenta una concentración elevada de gotas entorno a 11  $\mu m$ , mientras que, raramente se encuentran en el espectro tamaños de gotas superen los 15  $\mu m$ . La distribución medida experimentalmente presenta, por el contrario, una mayor variabilidad, alcanzando las gotas de mayor tamaño unas 18  $\mu m$ . El pronóstico obtenido con la teoría expuesta hasta ahora da lugar a estrechamientos aún mayores del espectro de las gotas con el paso del tiempo. Este pronóstico contradice el comportamiento observado en las nubes reales, en las que mayores tiempos de vida de la nube, dan como resultado a un ensanchamiento de los distintos tamaños de gotas existentes, como ya ha sido mencionado.

Por ello, aunque la teoría del crecimiento por difusión parece explicar adecuadamente las etapas iniciales de desarrollo de la gotas, no existe, por el momento, un acuerdo general acerca del mecanismo por el cual, transcurrido un cierto tiempo después de su formación inicial, el espectro de gotas comienza a ensancharse y llega a extenderse desde radios de varias micras hasta más de 50  $\mu m$  [6].

La existencia de un ancho espectro de gotas, es de vital importancia en la formación de nubes, ya que, como veremos en el siguiente apartado, un estrecho rango de gotas de pequeño tamaño, incluso si estas se encuentran en altas concentraciones, hace que sea poco probable su crecimiento por colisión-coalescencia.



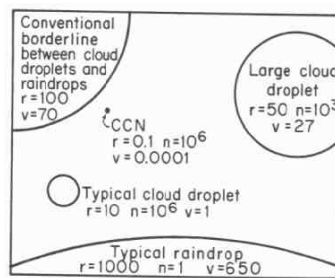
Además, se hace preciso para la formación de precipitaciones, la presencia de al menos, un reducido número de gotas de tamaños superiores a  $20\ \mu\text{m}$ , que inicien el proceso de colisión-coalescencia. Para que una gota, creciendo por mecanismos de difusión, alcanzase este tamaño sería preciso que transcurriesen horas, quedando abierta la pregunta de cuál es el mecanismo que permite la rápida formación de precipitaciones observada en las nubes cálidas tipo cúmulos, estudiadas en esta investigación, que según algunas observaciones realizadas mediante radar puede ocurrir en 15 o 20 minutos [14]. Existe un consenso creciente que la turbulencia juega un papel fundamental como responsable del ensanchamiento del espectro durante el proceso de condensación, al aumentar las interacciones entre aerosoles. La mayor interacción de aerosoles permite la generación de núcleos de condensación de gran tamaño, que, a la postre, van a permitir la generación de unas pocas gotas de tamaños elevados [9].

En los siguientes apartados 3.4 se definen las claves y limitaciones del crecimiento por colisión coalescencia, mientras que en el apartado 3.5 se analizan los efectos que la inercia de las gotas moviéndose en flujos turbulentos puede tener en el ensanchamiento del espectro de las gotas que forman una nube, y en la aparición de inhomogeneidades en su concentración (la formación de clústeres).

### **3.4 Crecimiento por colisión y coalescencia.**

La condensación es responsable, en las etapas iniciales de la aparición de nubes cálidas, de la formación de poblaciones prácticamente homogéneas de gotas de tamaños entre  $1\text{-}10\ \mu\text{m}$ . Sin embargo, este mecanismo de formación de gotas de nube, es demasiado lento para justificar la rápida formación de gotas típicas de lluvia, de tamaños en torno a  $1\text{mm}$ . El proceso de ensanchamiento y crecimiento del espectro de gotas, que permite que las gotas, previamente formadas por condensación, y que tan solo poseen aproximadamente un  $10^{-6}$  de la masa necesaria para formar gotas de lluvia (definidas como aquellas que poseen un radio  $\geq 100\ \mu\text{m}$ ), acaben dando lugar a la formación de precipitaciones, sólo se justifica por la aparición extensiva de interacciones entre ellas [15].

Una idea del enorme crecimiento que una gota de nube ha de sufrir para acabar formando gotas de lluvia (del orden de un millón de veces su volumen inicial), es ilustrada en el diagrama a escala de la siguiente figura:

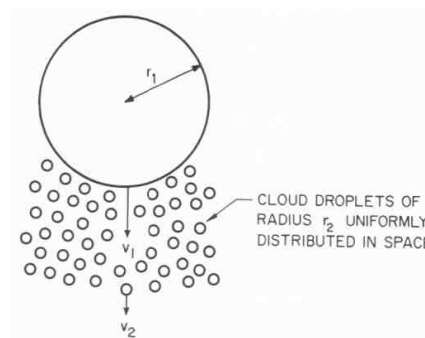


**Figura 3.6:** Tamaño relativo de las gotas de nubes y de las gotas de lluvia;  $r$  es el radio en  $\mu\text{m}$ ,  $n$  es el número de gotas existentes por litros de aire, y  $v$  es la velocidad de caída en  $\text{cm/s}$  [11].

La aparición extensiva de colisiones entre pares de gotas, encuentra su justificación, en la diferencia de velocidades existente en la población de gotas que forman la nube. La diferencia de velocidades surge como resultado de la diferente respuesta que, gotas de diferente masa, tienen ante las fuerzas gravitatorias, eléctricas o aerodinámicas [6].

Aunque en un principio podrían esperarse procesos de colisión en las nubes en los que se viesan implicadas un número indeterminado de gotas, la baja concentración de gotas existente en las nubes naturales, limita el proceso de colisión a una interacción entre pares de gotas. Además, con el objeto de eliminar complicaciones matemáticas, se asume que las gotas, que presentan una forma esférica en sus desplazamientos por la nube, también permanecen esféricas cuando interaccionan con otras gotas, considerando las deformaciones producidas durante dichas interacciones, de importancia secundaria [15].

Bajo estas simplificaciones, parejas aisladas de gotas, colisionan de manera ocasional entre ellas, dando lugar, en el caso de que la colisión se realice bajo unas características concretas, a un proceso de coalescencia y con ello, a la formación de una gota de mayor tamaño. El proceso de coalescencia-colisión, repetido aleatoriamente, hace que inicialmente, ciertas gotas afortunadas, ganen el tamaño suficiente como para iniciar un descenso a una velocidad mayor que el de sus compañeras. Al caer, la gota de gran tamaño, denominada recolectora, choca y coalesce con una fracción de la población homogénea de pequeñas gotas, generadas inicialmente por condensación, que se encuentran en su trayectoria.



**Figura 3.7:** Diagrama esquemático de para ilustrar el proceso continuo de crecimiento [11].

En la figura 3.6 se observa el proceso simplificado del crecimiento de una gota que cae por gravedad entre una distribución homogénea de gotas, en lo que se conoce como *modelo de crecimiento continuo*. Este modelo simplificado, permite cuantificar la evolución del espectro de gotas debido al proceso de colisión coalescencia generado al considerar que, tamaños iguales de gotas, crecen a la misma velocidad, independientemente de las condiciones exteriores existentes.

Los modelos de crecimiento continuo sobreestiman el tiempo requerido para la formación de la lluvia por colisión entre pares de gotas, al no tener en cuenta el hecho de que, aleatoriamente, una pequeña fracción de gotas recolectoras tendrán una mayor frecuencia media de colisiones, y por ello crecerán a una mayor velocidad que la que el modelo predice [15].

El mayor ratio de crecimiento aleatorio de algunas de las gotas de barrido se justifica por el incremento de su velocidad de crecimiento al pasar, a lo largo de su trayectoria de caída, por una o varias zonas de alta concentración de gotas de pequeño tamaño. Estas zonas de mayor concentración de gotas, o clústeres, se forman a su vez, como consecuencia de la existencia de la turbulencia que, como veremos en el apartado 3.5, ejerce una desigual influencia a gotas de diferente masa e inercia.

El papel de estas gotas afortunadas, es fundamental, pudiendo, la existencia de una sola de estas gotas frente a poblaciones de  $10^5$  o  $10^6$ , desencadenar el inicio de las precipitaciones. Este efecto se justifica el efecto de combinado de dos procesos: (1) Las gotas de gran tamaño tienen mayor probabilidad de seguir creciendo. (2) Cuando alcanzan tamaños de gota de 1.5 a 6 mm, al rápido crecimiento por colisión-coalescencia, se le suma una alta posibilidad de fraccionarse, al no conseguir la tensión superficial, mantener unida la estructura de la gota. Esto acaba dando lugar a su fraccionamiento, bien de manera espontánea, o bien por la colisión con gotas de menor tamaño. Este proceso da lugar a un crecimiento exponencial de las gotas, que justifica la rápida formación de precipitaciones en nubes cálidas, bastante más corto que el tiempo requerido para que, las gotas de tamaño medio, consideradas en el modelo continuo, alcancen tamaños similares [6].

Las malas aproximaciones alcanzadas por el modelo continuo de crecimiento, han dado paso a un segundo modelo probabilístico, denominado *modelo estocástico de crecimiento*. Este modelo, deja atrás la idea del proceso de crecimiento de gotas bajo el supuesto de poblaciones de gotas captadoras y captadas, y considera que las colisiones son sucesos individuales, estadísticamente distribuidos en el tiempo y en el espacio [11]. Por tanto, este modelo estudia la evolución global del espectro, desde las fortuitas y poco frecuentes colisiones existentes dentro del espectro inicial obtenido del proceso de condensación-difusión, hasta la evolución del espectro en la dirección de tamaños crecientes que acaban formando precipitaciones.

A continuación se presenta la formulación matemática de ambos modelos:

### 3.4.1 Modelo de crecimiento continuo.

Suponiendo que una gota colectora de radio  $r_1$ , que cae a una velocidad terminal  $U_{\infty,1}$  y una masa  $m_1$ , a través de una nube con un contenido acuoso  $w_L$  (en  $kg/m^3$ ), que contiene una distribución de gotas uniforme de radio  $r_2 < r_1$ , y que desciende a su vez, a una velocidad terminal  $U_{\infty,2}$ . Entonces el ratio de crecimiento de la masa de la gota de mayor tamaño es, según lo recogido por el modelo de crecimiento continuo y siguiendo el esquema de la figura 3.6:

$$\frac{dm_1}{dt} = E_c \pi (r_1 + r_2)^2 (U_{\infty,1} - U_{\infty,2}) w_L = K(r_1, r_2) w_L \quad (3.22)$$

Donde:

$$K(r_1, r_2) = E_c \pi (r_1 + r_2)^2 (U_{\infty,1} - U_{\infty,2}) \quad (3.23)$$

Es la denominada colisión de kernel para una captura hidrodinámica [15]. El cálculo de cada uno de los parámetros que componen la ecuación 3.22 queda recogido a continuación.

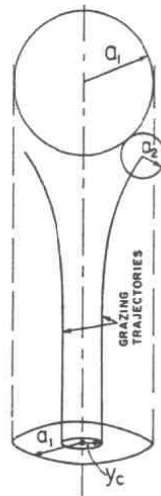
Antes de continuar es importante hacer notar que son los parámetros de la ecuación 3.23, cuando se le añade los efectos de la turbulencia y de la inercia de gotas, los que se pretende determinar en el programa de investigación

#### 3.4.1.1 Eficiencia del proceso de colisión-coalescencia $E_c$ :

Cuando la gota recolectora cae a través de la distribución homogénea de gotas descrita anteriormente, choca tan solo con una pequeña fracción de las gotas que se encuentran en su camino. La otra parte de las gotas son barridas lateralmente, siguiendo las líneas de corriente del flujo alrededor de la gota recolectora y evitando la captura; se denomina eficiencia de colisión, a la relación entre el número real de choque y el de gotas existentes en el espacio de barrido. Este parámetro depende fundamentalmente del tamaño de la gota recolectora, así como del tamaño de las gotas capturadas [6].

Bajo los supuestos indicados al inicio del capítulo, en los que se considera las gotas como esferas rígidas colisionando de dos en dos, y añadiendo además, la simplificación adicional de considerar que las gotas evolucionan en aire en calma, bajo la influencia exclusiva de la gravedad y de las fuerzas

hidrodinámicas asociadas a su movimiento, el modelo de colisiones se puede formular como la sección transversal efectiva para la colisión de dos esferas.



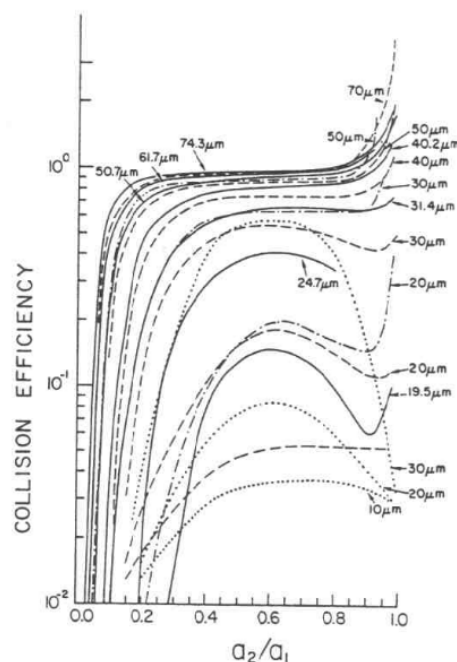
**Figura 3.8:** Representación esquemática de la interacción hidrodinámica entre un par de esferas. Donde  $y_c$  es la distancia horizontal mínima para conseguir una trayectoria de colisión de la partícula esférica pequeña [15].

Determinar la eficiencia de las colisiones, pasa por determinar la distancia crítica inicial  $y_c$  (figura 3.8), que existe entre el centro de la gota recolectora y el centro de la gota pequeña. Este parámetro se define experimentalmente, especificando para ello la denominada eficiencia de colisión, que se define como el ratio entre el área efectiva de colisión de dos esferas  $\pi y_c^2$ , con el área efectiva de ambas esferas,  $\pi(r_1 + r_2)^2$ .

$$E = \frac{y_c^2}{(r_1 + r_2)^2} \quad (3.24)$$

Determinar el valor de este coeficiente es un problema matemático complejo, especialmente cuando la gota captadora y captada tienen un tamaño similar, en cuyo caso, ambas gotas introducen una fuerte influencia en sus trayectorias, dando lugar a procesos denominados captura débil. Otras complicaciones adicionales se encuentran al considerar las gotas sumergidas en flujos turbulentos, y los efectos inerciales de las gotas, cuyo efecto, se cree que se traduce en un aumento del número de colisiones. Una descripción cualitativa, así como la formulación matemática de la turbulencia sobre el incremento de las colisiones por motivo de la turbulencia puede encontrarse en [9] y [15], recogándose además, un extracto en el apartado 3.5 del presente proyecto.

En la figura 3.9 se muestra un gráfico comparativo de los valores de la eficiencia de la colisión cuando se tienen en consideración los efectos de la captura débil y la inercia de gotas (Lin and Lee-1976 y Schamp-1975), con respecto a los valores obtenidos al considerar esferas interaccionando en un flujo de Stokes (Jonas-1972). En estos estudios se puede comprobar cómo el efecto de la inercia es más pronunciado cuando  $r_1/r_2$  se encuentran próximos a la unidad.



**Figura 3.9:** Eficiencias teóricas de colisión de gotas esféricas de agua en aire en calma, como una función de  $r_1/r_2$  y del radio de la gota colectora (dado en el lado derecho de cada una de las curvas). \_\_\_\_ Schlamp (1976), ---- Klett and Davis (1973), -.-.- Lin and Lee (1975), .... Jonas (1972) [15].

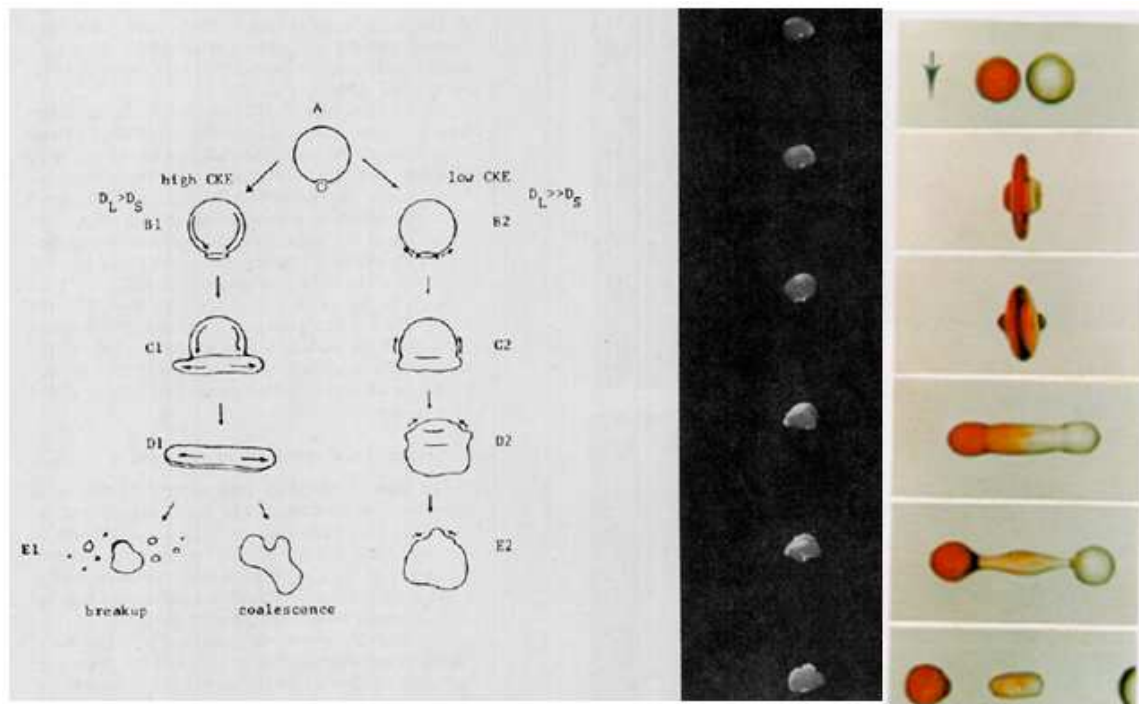
En la figura 3.9 se puede observar la pequeña eficiencia de colisión existente en gotas de aproximadamente 20  $\mu\text{m}$  de radio o menores, lo que justifica el bajo ratio de colisiones existente en las etapas iniciales del proceso de colisión-coalescencia. Gotas recolectoras mucho mayores que la gotas captadas ( $r_1/r_2 \gg 1$ ), también presentan eficiencias de colisión pequeñas, al existir una clara tendencia por parte de las gotas pequeñas de seguir las líneas de corriente alrededor de la recolectora. A medida que el ratio  $r_1/r_2$  va aumentando, véase por ejemplo la línea correspondiente a 30  $\mu\text{m}$  (Klett and Davis-1973), la eficiencia  $E$  aumenta, debido a la tendencia que las gotas de mayor tamaño tienen a mantener su trayectoria, en vez de seguir la trayectoria de las líneas de corriente. Sin embargo, al alcanzar valores de  $r_1/r_2$  entre 0.6 a 0.9,  $E$  vuelve a decaer, especialmente si las gotas de barrido son de pequeño tamaño. Esta tendencia se debe a que ambas gotas comienzan a tener velocidades terminales de caída similares, dificultando su colisión.

Finalmente, fuertes incrementos de  $E$  son obtenidos al superar valores mayores de  $r_2/r_1 > 0.9$ , pudiendo incluso superar la unidad, esto se debe a las fuertes interacciones que se producen entre gotas de tamaños similares, que se pueden ver influidas por la aparición de campos eléctricos en la nube [11].

Analizada la probabilidad con la que se producen las colisiones, queda por analizar bajo qué circunstancias estas gotas acaban dando lugar a la formación de una única gota de mayor tamaño, en el denominado proceso de coalescencia entre gotas.

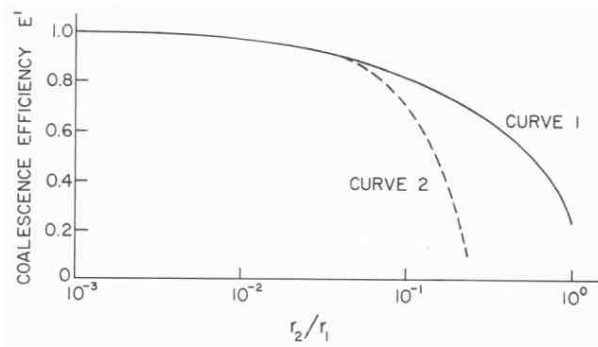
Cuando un par de gotas colisionan pueden darse cuatro tipo de interacciones (1) rebotar como consecuencia del aire que queda atrapado entre ambas superficies y que impide su contacto, (2) unirse permanentemente por coalescencia, (3) después de unirse por coalescencia temporal volver a separarse, recuperado sus identidades originales, (4) tras la coalescencia temporal fraccionarse en un cierto número de gotas más pequeñas [6].

En la figura 3.10 se observan los procesos (4) y (2). El tipo de proceso iniciado tras la colisión depende de del tamaño de las gotas, así como de la trayectoria de colisión, pero además puede verse influenciado por otros factores como las fuerzas eléctricas existentes.



**Figura 3.10:** (1) Izda. Colisión de una gota de tamaño  $D_S$  golpeando en el centro de una gota  $D_L$ . La rama de la izquierda muestra la formación de un disco con la consiguiente exterior radial de las gotas formadas. La reama derecha (ver también secuencia fotográfica) muestra la coalescencia de la gota formando una onda superficial viajando desde la base hasta la cabeza [52]. (2) Dcha. Separación típica en tres gotas tras la reflexión de dos gotas de agua colisionando (Ashgriz and Poo, 1990) [53].

Para cuantificar la cantidad de gotas con radio  $r_1$  que tras colisionar con gotas de tamaño  $r_2$ , inician un proceso de coalescencia, se define un segundo parámetro, definido como la eficiencia de captura  $E'$ , que puede representarse según los estudios experimentales realizados en este campo como:



**Figura 3.11:** eficiencia de la coalescencia entre gotas de radio  $r_1$  con gotas de tamaño  $r_2$ . (—)  $400 \mu m < r_1 < 2000 \mu m$ ,  $20 \mu m < r_2 < 100 \mu m$ . (----)  $r_1$  entre  $50-100 \mu m$  [11].

En la figura 3.11 se observa como la eficiencia de la coalescencia decae de significativa a medida que los tamaños de las gotas implicadas se aproximan el uno al otro. Por último añadir que, las experiencias de laboratorio han demostrado que las gotas de pequeño tamaño chocando entre sí, alcanzan eficiencias de captura muy próximas a la unidad, cuando las gotas están cargadas o se encuentran en un campo eléctrico. Este hecho, sumado a la existencia de campos eléctricos débiles en las nubes naturales, hace que se considere, en la mayoría de los experimentos que analizan el proceso de iniciación del proceso de colisión coalescencia, coeficientes de captura iguales a la unidad, siendo por tanto  $E_c = E'E$  [6].

#### 3.4.1.2 Velocidad terminal de caída de gotas ( $U_{\infty,1}$ , $U_{\infty,2}$ ).

El segundo término que ha de determinarse en la ecuación 3.22, es la diferencia de velocidades entre las gotas de lluvia, responsable de la aparición de las capturas.

Dos son las fuerzas que aparecen cuando una esfera se desplaza sobre un fluido (si se desprecia la flotabilidad del agua en el aire), una fuerza de arrastre definida como:

$$F_R = 6\pi\mu ru(C_D Re/24) \quad (3.25)$$

Donde  $u$  es la velocidad de la esfera respecto al medio fluido y  $C_D$  es el coeficiente de arrastre característico del flujo y de la forma esférica de la gota.

Y una segunda fuerza, debido al efecto de la gravedad sobre la partícula:

$$F_B = \frac{4}{3}\pi r^3 g \rho_W \quad (3.26)$$

Donde  $\rho_W$ , es la densidad de la gota.

Cuando  $F_R = F_B$ , la gota cae con respecto al aire con su velocidad terminal de caída:



$$U_{\infty} = \frac{2}{9} \frac{r^2 g \rho_w}{(C_D Re/24) \mu} \quad (3.27)$$

Para valores pequeños del número de Reynolds se alcanza la solución dada por Stokes para el flujo alrededor de una esfera, en el que  $C_D Re/24 = 1$ , quedando la ecuación reducida a la ecuación anterior a:

$$U_{\infty} = \frac{2}{9} \frac{g \rho_w}{\mu} r^2 = k_1 r^2 \quad (3.28)$$

Esta dependencia cuadrática de la velocidad de caída respecto al tamaño se denomina Ley de Stokes y se aplica válidamente a gotas pequeñas hasta un límite superior de 40 micras de radio. Donde  $k_1 \approx 1.19 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

Para gotas mayores de 40 micras, se desarrollan una serie de ecuaciones empíricas similares a la dada en ecuación 3.28, que permiten describir la velocidad terminal de caída para los diferentes rangos de tamaño de gota existentes en las nubes [6]:

- Para  $40 \mu\text{m} < r < 0.6 \text{ mm}$ :

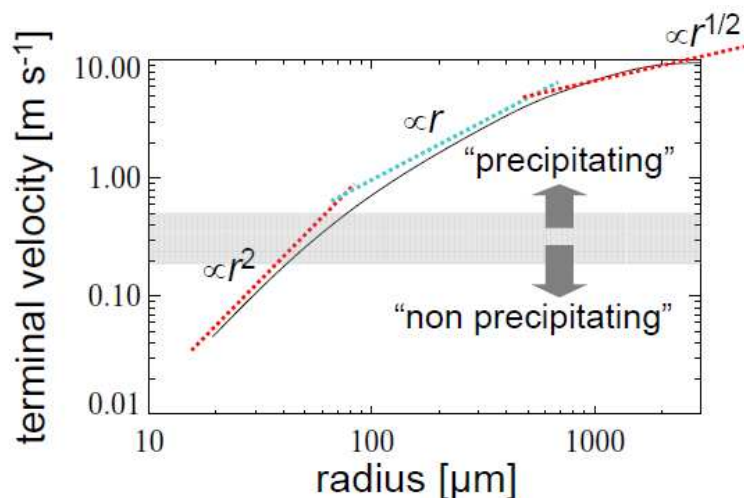
$$U_{\infty} = k_2 r \quad (3.29) \quad \text{con } k_2 = 8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

- Para  $r > 0.6 \text{ mm}$ :

$$U_{\infty} = k_3 r^{1/2} \quad (3.30) \quad \text{con } k_3 = 2.2 \cdot 10^3 \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/2} \text{ cm}^{1/2} \text{ s}^{-1}$$

Donde se observa que, para tamaños de  $r > 0.6 \text{ mm}$ , la velocidad terminal de caída de las gotas va a verse influida por la densidad del aire  $\rho$  que le rodea.  $\rho_0$  es una densidad de referencia.

Haciendo una representación gráfica de la evolución de la velocidad de caída con el tamaño de partícula tenemos:



**Figura 3.12:** Velocidad terminal de las gotas [12].

Estas aproximaciones reducen el movimiento individual de una partícula a un estado estacionario de caída a una velocidad terminal dada  $U_{\infty}$ , despreciando las variaciones, que la turbulencia existente en las nubes, ejerce sobre el desplazamiento de las gotas. Bajo ciertas condiciones del flujo, las fluctuaciones de velocidad por el efecto de la turbulencia pueden llegar a ser del mismo orden o mayores que las sufridas por el campo gravitacional, siendo preciso por tanto, considerar la influencia que la turbulencia de las nubes ejerce en el desplazamiento individual de las gotas de nubes.

La formulación matemática que permite considerar el efecto de la turbulencia e inercia de gotas en la aceleración de las gotas puede ser encontrada en [15], [9] y [1], recogándose en 3.5 una descripción cualitativa de tales efectos.

### 3.4.1.3 Contenido acuoso de la nube, $w_L$ .

Finalmente para poder realizar el cálculo de la ecuación 3.22, queda por definir el contenido de líquido de las nubes, es decir, el espectro inicial de gotas existente tras el proceso de condensación-difusión.

El contenido acuoso de la nube se define como:

$$w_L = \frac{4}{3} \pi \rho_w \int r^3 n(r) dr \quad (3.31)$$

Donde  $\rho_w$  es la densidad del agua y  $n(r)dr$  representa en número de gotas por unidad de volumen, con radios comprendidos entre  $r + dr$ . La distribución acuosa varía con la zona de la nube y con el tiempo, debido a la influencia que la turbulencia de la nube ejerce sobre las gotas. Con el objeto de eliminar esta variabilidad estadística del posicionamiento de las gotas en las nubes, se hacen estudios dentro de volúmenes de nube los bastante grandes como para que se congreguen números relativamente altos de gotas de todos los tamaños.

Los resultados obtenidos para nubes cálidas típicas son recogidos en la siguiente tabla:

Tipo de nube	Densidad numérica gotas ( $\text{cm}^{-3}$ )	Radio medio de las gotitas (micras)	Contenido acuoso ( $\text{g/m}^3$ )*	Espesor para un 20 % de probabilidad de precipitación (km)
Hawaianas orográficas	10	20	0,5	+
Cúmulos marítimos	50	15	0,5	2,5
Cúmulos continentales	200	5	0,3-3,0	6

**Tabla 3.3:** Características típicas de las nubes [6].

Donde los números dados para el contenido acuoso de la nube son bastante variables, ya que van a depender de la extensión y desarrollo de la nube.

### 3.4.2 Modelo de crecimiento continuo considerando poblaciones polidispersas y velocidades ascensionales.

La ecuación 3.22 asume la existencia de distribuciones homogéneas de gotas en las nubes y la falta de corrientes ascensionales, supuestos erróneos, que acaban dando sobreestimaciones notables del tiempo de formación de las precipitaciones.

Con el fin de subsanar el error introducido por ambas hipótesis y evaluar sus efectos, autores como Browen (1950) y Telford (1955), desarrollaron modelos en los que tenían en cuenta ambos parámetros, llegando a los resultados mostrados a continuación.

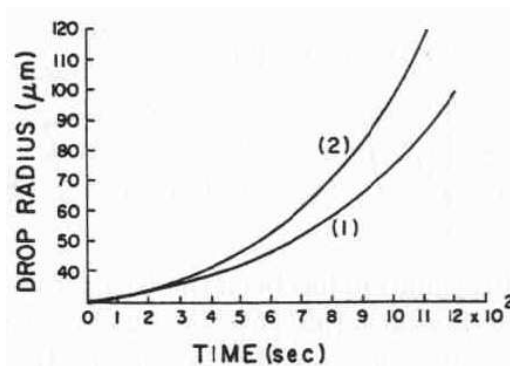
La generalización de 3.22 para conseguir una ecuación que permita considerar una gota de radio  $r_1$  cayendo por a través de una nube polidispersa de pequeñas gotas, distribuidas según un espectro de gotas  $n(r)$  puede ser escrita como:

$$\frac{dm_1}{dt} = \frac{4\pi\rho_w}{3} \int K(r_1, r_2) n(r_2) r_2^3 dr_2 \quad (3.32)$$

Y considerando que  $dm_1/dt = 4\pi\rho_w r_1^2 dr_1/dt$ , y que  $E_c = E = y_c^2/(r_1 + r_2)^2$ , se puede escribir:

$$r_1^2 \frac{dr_1}{dt} = \frac{\pi}{3} \int y_c^2(r_1, r_2) [U_{\infty,1} - U_{\infty,2}] r_2^3 n(r_2) dr_2 \quad (3.33)$$

Los resultados extraídos, al realizar cálculos computacionales con la ecuación 3.33, son mostrados en la siguiente figura:



**Figura 3.13:** Variación del tamaño de una gota con tamaño inicial de 30  $\mu\text{m}$  creciendo por un proceso de colisión-coalescencia: (1) en una nube monodispersa, con un volumen medio de radio 10  $\mu\text{m}$  y un contenido acuoso de  $w_L = 1 \text{ g/m}^3$  (2) en una nube con una distribución de gotas Khrgian Mazin, con un radio medio de 10  $\mu\text{m}$  y un contenido acuoso de  $w_L = 1 \text{ g/m}^3$  [15].

En la figura 3.13 demuestra como ratios de crecimiento mucho menores, son obtenidos al considerar una distribución homogénea del espectro de gotas, incluso si se compara con tamaños de gotas hasta tres cuartos mayores que los existentes en la distribución polidispersa [15].

Por otro lado, poder evaluar el efecto que las corrientes ascensionales ejercen sobre el ritmo de crecimiento de los tamaños de gotas, se añade la hipótesis adicional en la que se asume que  $r_1 \gg r_2$ , o lo que es lo mismo que  $U_{\infty,1} \gg U_{\infty,2}$  pudiendo escribir la ecuación 3.22 como:

$$\frac{dr_1}{dt} = \frac{U_{\infty,1} w_L E_C}{4\rho_W} \quad (3.34)$$

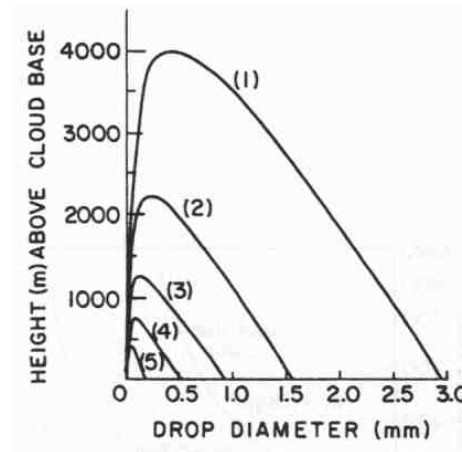
En la que asumiendo un movimiento ascensional de la forma  $dh/dt = W - U_{\infty,1}$ , donde  $h$  es la altura a partir de un nivel dado, y  $W$  es la velocidad ascensional, en un determinado tiempo  $t$ , se puede escribir:

$$\frac{dr_1}{dh} = \frac{U_{\infty,1} w_L E_C}{4\rho_W(W - U_{\infty,1})} \quad (3.35)$$

Para un ascenso constante, y asumiendo que el contenido acuoso  $w_L$  también es constante, finalmente tenemos:

$$H = \frac{4\rho_W}{w_L} \left[ W \int_{r_0}^{r_1} \frac{dr_1}{U_{\infty,1}(r_1) E_C(r_1)} - \int_{r_0}^{r_1} \frac{dr_1}{E_C(r_1)} \right] \quad (3.36)$$

Esta ecuación, objeto de numerosos estudios en el pasado, fue analizada por Bowen, que estudió la evolución del tamaño de una gota a lo largo de sus desplazamientos verticales a lo largo de la nube, dando lugar a la siguiente figura:



**Figura 3.14:** Variación del tamaño de una gota de tamaño inicial de  $12.6 \mu\text{m}$  creciendo por colisión-coalescencia en nubes con distintas velocidades ascensionales constantes. (1)  $W = 200 \text{ cm/s}^{-1}$ , (2)  $W = 100 \text{ cm/s}^{-1}$ , (3)  $W = 50 \text{ cm/s}^{-1}$ , (4)  $W = 25 \text{ cm/s}^{-1}$ , (5)  $W = 10 \text{ cm/s}^{-1}$ . Las nubes ascienden en nubes homogéneas de poblaciones de gotas de  $10 \mu\text{m}$  de radio, con un contenido acuoso de  $w_L = 1 \text{ g/m}^3$ . El tiempo que tardan en alcanzar de nuevo la base, con el tamaño final indicado en la figura es: 60, 60, 70, 85 y 115 min para (1), (2), (3), (4) y (5) respectivamente [15].

La figura 3.14 muestra como fuertes corrientes ascendentes reducen considerablemente el tiempo de crecimiento de las gotas, alcanzándose tamaños de gotas mayores que los obtenidos en corrientes ascendentes de aire más débiles [15].

El proceso seguido por las corrientes ascendentes es el siguiente: en un primer momento el valor de  $W$  es mayor que el de  $U_{\infty,1}$ , por lo que  $H$  aumenta al mismo tiempo que  $r_1$  crece, y la primera integral de la ecuación 3.36 domina sobre la segunda. Finalmente, a medida que la gota va ganando tamaño,  $U_{\infty,1}$  acaba siendo mayor que  $W$  y el segundo término de la integral empieza a ser mayor que el primero. En este punto  $H$  comienza a disminuir a medida que  $r_1$  sigue creciendo, y por tanto se inicia el descenso de la gota, que si se mantiene unida, acaba alcanzando la base de la nube como una gota de lluvia. No obstante, como ya se comento al inicio del apartado, muchas de las gotas acaban fraccionándose, e iniciando un nuevo ascenso, en un proceso en cadena que acaba generando las precipitaciones [11].

### 3.4.3 Modelo estocástico de crecimiento por colisión-coalescencia.

Todos los modelos de crecimiento continuo discutidos hasta el momento, aunque útiles para el entendimiento de los procesos que tienen lugar durante el crecimiento por colisión-coalescencia, arrojan resultados erróneos a cerca del tiempo de formación de gotas de lluvia, al sobreestimar el tiempo necesario para la formación de precipitaciones observado en las nubes reales.

Como ya ha sido indicado con anterioridad, el fallo radica en no contemplar el comportamiento estocástico del proceso de colisión-coalescencia, en el que unas pocas gotas afortunadas, son de vital importancia en el proceso global de la formación de precipitaciones [15].

Para analizar el comportamiento estocástico se desarrolla una ecuación que permite considerar la probabilidad estadística de la colisión individual entre pares de gotas en un espacio y tiempo determinados. Esta ecuación, que puede encontrarse en la literatura con el nombre de ecuación escalar de transporte, ecuación cinemática, ecuación colectiva, ecuación estocástica de coagulación, o como en el caso del presente proyecto, ecuación estocástica de coalescencia, tiene la siguiente forma:

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} K_{i,k-i} n_i n_{k-i} - n_k \sum_{i=1}^{\infty} K_{i,k} n_i \quad (3.37)$$

Donde  $n_i$  es la concentración de partículas de volumen  $i$ , y (1)  $n_i(t) \rightarrow n(v, t)dv$  es el número de partículas- $v$  en un tiempo  $t$  que tienen un volumen entre  $v$  y  $v+dv$ , por unidad de volumen de aerosol. El coeficiente de colisión

kernel o coeficiente de coagulación,  $K_{i,k}$ , se mantiene del modelo de colisión continuo, con la salvedad que ahora se expresa en función del volumen de las gotas en vez de con su radio: (2)  $K_{ij} \rightarrow K(u, v) = K(v, u)$  donde  $K(v, u)$  es igual al dado en la ecuación (3.23) al considerar:

$$K(u, v) = K \left[ \left( \frac{3u}{4\pi} \right)^{1/3}, \left( \frac{3v}{4\pi} \right)^{1/3} \right] \quad (3.38)$$

$K(u, v)$  Representa la probabilidad de que una gota de volumen  $u$  capte a una gota de volumen  $v$  (o viceversa) en una unidad de tiempo, bajo el supuesto de que ambas estén presentes con una concentración igual a la unidad.

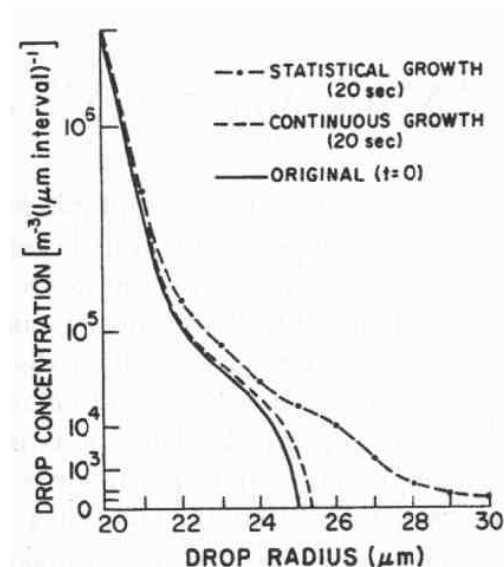
Finalmente la ecuación 3.37 contabiliza la evolución con el tiempo, de las moléculas de volumen  $k$ , existentes en el espectro de la nube considerada, donde:

- $n_k \sum_{i=1}^{\infty} K_{i,k} n_i$  : este término contabiliza la desaparición de moléculas  $k$  por unidad de tiempo, debido al proceso de colisión-coalescencia que dan como resultado la formación de moléculas de mayor volumen. Se contabilizan las interacciones de las moléculas de volumen  $k$  con el resto de moléculas existentes en el espectro, de un volumen genérico  $i$  (con  $i$  desde 1 hasta  $\infty$ )
- $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} K_{i,k-i} n_i n_{k-i}$  : este término contabiliza el número de moléculas  $k$  que se crean por unidad de tiempo, debido al proceso de colisión-coalescencia entre moléculas de volúmenes menores  $i$  y  $k-i$ . Donde el término  $1/2$  se incluye para evitar contabilizar el mismo suceso de colisión-coalescencia dos veces, al considerar colisiones de  $i$  con  $k-i$ , y colisiones de  $k-i$  con  $i$ .

La evolución de la distribución de gotas  $n(v, t)$ , se suele encontrar en la literatura en su forma integral, pudiendo escribir la ecuación 3.37, si se considera (1) y (2), como:

$$\frac{\partial n(v, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^v K(u, v-u) n(u, t) n(v-u, t) du - n(v, t) \int_0^{\infty} K(u, v) n(u, t) du \quad (3.39)$$

Telford (1955) fue el primero en utilizar el modelo de crecimiento estocástico, en una nube idealizada que inicialmente tenía tan solo dos tamaños distintos de gotas, y por tanto, un parámetro de colisión kernel constante. El resultado de este y otros estudios posteriores se muestran en la siguiente figura.



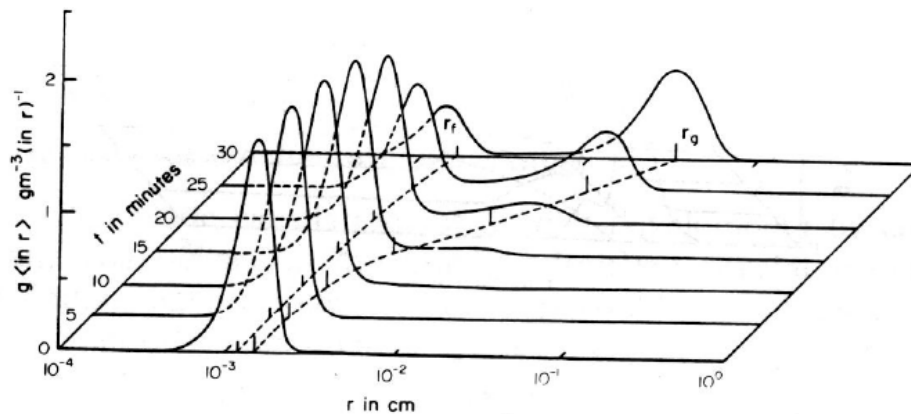
**Figura 3.15:** Variación con el tiempo de la distribución de tamaños de gotas por colisión-coalescencia, cuando se considera un modelo de crecimiento continuo y un modelo estocástico; para un espectro de gotas que sigue una distribución de campana entre 10 y 20  $\mu\text{m}$ , con una concentración de gotas de  $N=135 \text{ cm}^{-3}$  y un contenido acuoso de  $w_L=2.56 \text{ g/m}^3$  [15].

En la figura 3.15 se observa como el ratio de crecimiento en el modo estocástico es mucho más rápido, consiguiendo velocidades de crecimiento para una pequeña fracción de gotas de gran tamaño hasta 50 veces superiores a los predichos por el modelo continuo.

A pesar de la mejoría introducida, mediante el modelos estocástico, en la predicción de la formación de precipitaciones (observadas en la figura 3.15), la aplicación sistemática de la ecuación 3.39 no ha tenido lugar hasta hace relativamente poco tiempo, con la aparición del uso del cálculo computacional, encontrándose todavía en desarrollo, las técnicas aproximadas que permiten la resolución de la ecuación de estocástica de crecimiento.

Las soluciones que se pretende alcanzar con las técnicas de integración desarrolladas en los últimos 40 años, son del tipo  $n(v, t)$ , permitiendo dar el espectro de gotas resultante por colisión-coalescencia en el tiempo  $t$ , de una distribución inicial de gotas  $n(v, 0)$ . Estos modelos, debido a la naturaleza estocástica de la ecuación, dan lugar a una familia completa de soluciones  $n(v, t)$ , para valores iniciales de  $n(v, 0)$  idénticos. Esto lleva a la necesidad de realizar un número elevado de simulaciones, que permita dar un valor medio de  $n(v, t)$ .

Finalmente, en la figura 3.16 se muestra los resultados del método de integración computacional de la ecuación 3.39 realizado por Berry y Reinhardt (1974), en los que se grafica la evolución temporal de las gotas por colisión coalescencia estocástica, cuando se supone una distribución inicial de las gotas.



**Figura 3.16:** Ejemplo del desarrollo del espectro de gotas por coalescencia estocástica (de Berry and Reinhardt, 1974) [12].

En la figura 3.16 se observa como en las etapas iniciales del proceso de colisión-coalescencia apenas existen colisiones, permaneciendo el espectro de gotas prácticamente inalterado durante los primeros 10 minutos. Sin embargo, una vez un número pequeño de gotas afortunadas alcanzan tamaños mayores, se inicia un crecimiento explosivo en el que en apenas 10 minutos más de la mitad de la población inicial de gotas da lugar a la formación de gotas de en torno a 1mm.

El tiempo obtenido para la formación de precipitaciones mediante este modelo (30 min) sigue siendo mayor que el observado en las nubes reales, que en algunos casos, desarrollan precipitaciones en tiempos tan cortos como 15 min. Esto deja en evidencia que, aunque los efectos estadísticos son vitales para la primera fase del proceso de colisión-coalescencia, siendo preciso recurrir a la ecuación estocástica, el proceso de colisión-coalescencia por sí solo es insuficiente para justificar el desarrollo de las precipitaciones en tiempos razonablemente breves, a partir de espectros de gotas realísticos.

Esta situación ha llevado a la comunidad científica a postular una serie de mecanismos, responsables, según se cree, de un ensanchamiento del espectro que facilita el camino hacia una rápida coalescencia. Sin embargo, no existe un acuerdo en la actualidad de cuál de ellos es el más importante, ya que cada uno de ellos puede ser efectivo en determinadas condiciones [6].

#### *3.4.4 Efectos de la turbulencia en el crecimiento y distribución de los tamaños de gotas en las nubes.*

Las predicciones teóricas basadas en el mecanismo de coalescencia gravitacional introducen, como acaba de ser expuesto en el apartado anterior, una estimación del tiempo de formación de las precipitaciones en las que aparece un factor de diferencia de 2 o más veces el tiempo observado en el crecimiento real de las nubes. En general, es difícil de explicar el rápido

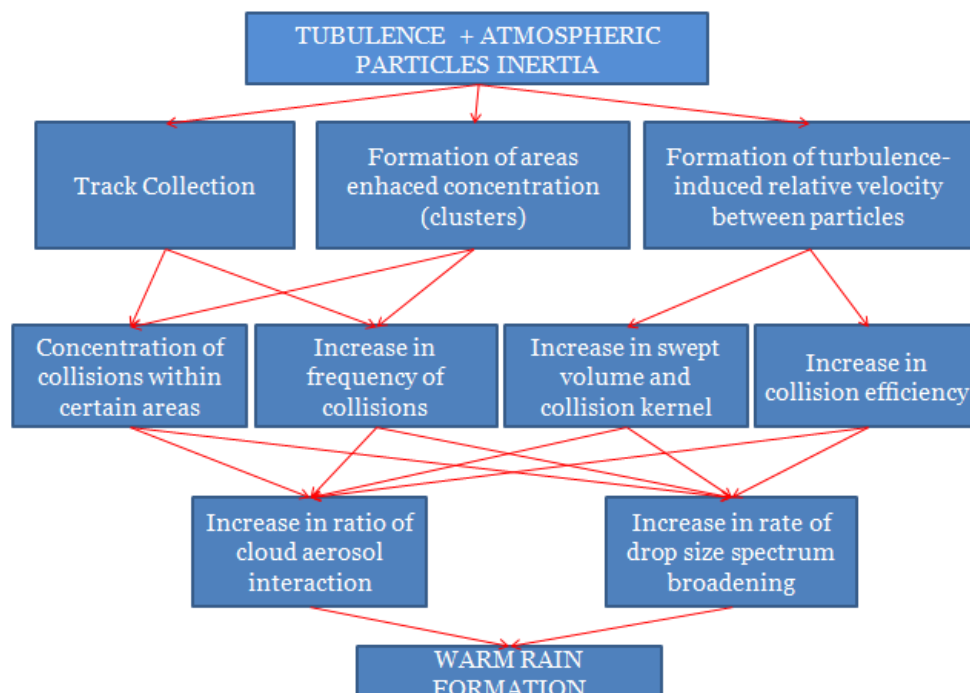


crecimiento de las gotas de radios de entre 10 -50  $\mu\text{m}$  (el rango denominado size-gap), ya que en este rango, ni el crecimiento por condensación, ni el mecanismo de crecimiento por colisión-coalescencia presentan valores efectivos de crecimiento

Un elevado número de mecanismos han sido, y siguen siendo considerados para tratar de justificar el rápido crecimiento hallado en el mencionado size-gap. Entre ellos destacan, entre otros, el mezclado con corrientes de aire seco, la existencia de aerosoles gigantes que permiten la rápida formación de gotas de gran tamaño, la aparición puntual de valores locales y elevados de supersaturación, e incluso la falta de consistencia de la ecuación estocástica para describir el crecimiento por colisión-coalescencia [14].

Finalmente, en este apartado, se estudia el papel que la turbulencia e inercia de gotas, tienen como mecanismos responsables de variar el movimiento relativo de las gotas, su distribución espacial y su eficiencia de colisión con otras gotas. Este estudio se limita a una descripción cualitativa de los efectos que la turbulencia ejerce sobre los parámetros anteriormente mencionados, todos ellos presentes en el parámetro de colisión hidrodinámica kernel. Se puede encontrar una descripción más detallada en [9] y [1], en los que además, se recogen amplios listados bibliográficos.

A continuación se muestra un esquema de los posibles modos en los que, la turbulencia e inercia de gotas puede afectar los procesos microfísicos de la formación de las nubes:



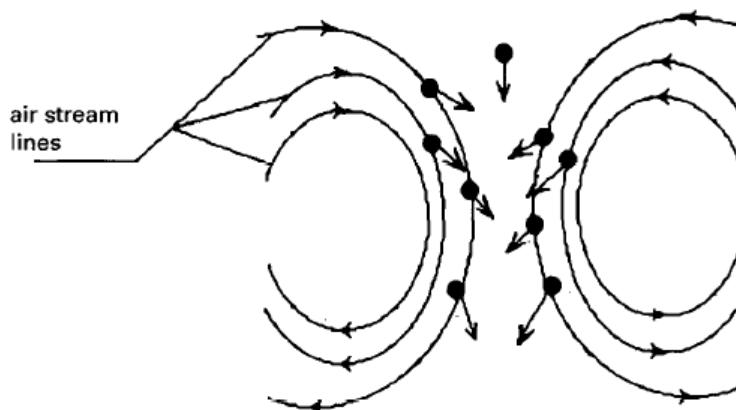
**Figura 3.17:** Posibles efectos de la turbulencia relacionados con la inercia en los procesos microfísicos de las nubes [9]

De la tabla 3.17 se puede extraer que los mecanismos que hacen que el efecto combinado de turbulencia y la inercia de las gotas acabe dando lugar a un rápido crecimiento del espectro de gotas, en las etapas iniciales de formación de la nube son: La existencia de caminos preferentes de gotas (track collection), la formación de áreas de alto contenido de gotas, y la variación de la velocidad relativa de las partículas inducida por la turbulencia.

De estos tres mecanismos mencionados, los dos primeros dan como resultado efectos posteriores idénticos, pudiendo reducir la explicación de los efectos combinados de turbulencia e inercia de gotas a dos grandes bloques:

#### 3.4.4.1 Track collection y formación de clústeres.

El estudio realizado en [9] demuestra la existencia de dos tipos de áreas dentro de un flujo multifásico turbulento, en el que por un lado, las gotas arrastradas por las corrientes de aire, tienden a abandonar las zonas del flujo turbulento que tienen alta vorticidad y turbulencia, debido a las fuerzas de inercia a las que son sometidas, dando lugar a la formación de clústeres. Al mismo tiempo, gotas que se encuentran fuera de las regiones de alta vorticidad, tienden a seguir trayectorias que esquivan dichas áreas (track collection). El efecto combinado de ambos efectos acaba dando como resultado, la aparición de regiones de alta concentración de gotas, en zonas en las que existe poca vorticidad, y a regiones de baja concentración de gotas en el caso contrario.



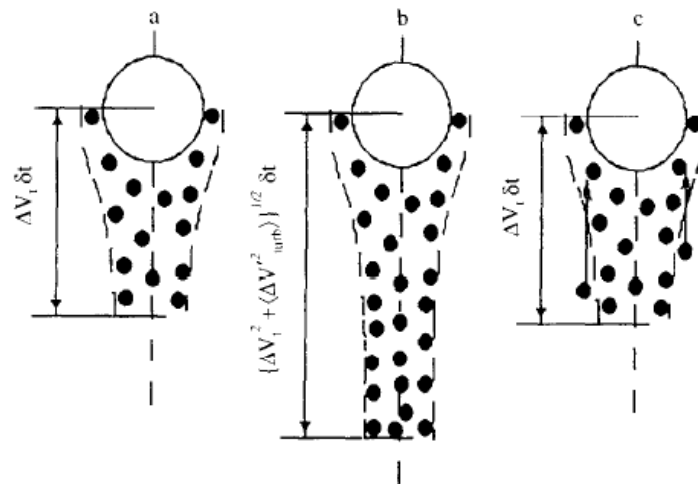
**Figura 3.18:** Principal mecanismo de la parición de clústeres y “track collection”[9].

La aparición de estas inhomogeneidades depende tanto de la intensidad de la turbulencia como de los tamaños de las gotas. Gotas de radios menores de  $15\ \mu\text{m}$  suelen concentrarse en regiones concretas del flujo turbulento, independientemente de su tamaño. Los tamaños de estas zonas de de concentración de gotas suelen ser de 1-2 cm.

El efecto la aparición de estas regiones produce, como se muestra en la figura 3.17, una concentración e incremento de la frecuencia de colisiones en determinadas áreas.

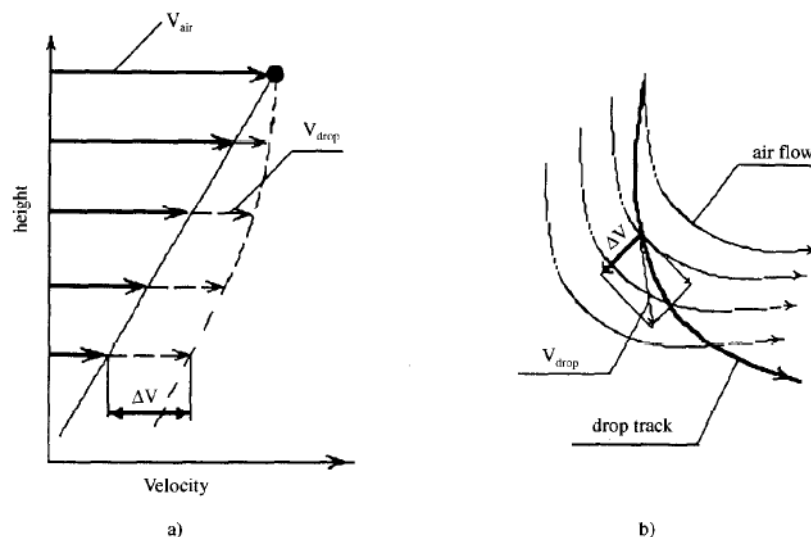
#### 3.4.4.2 Variación de la velocidad relativa de las partículas inducida por la acción turbulenta.

El resultado obtenido en el apartado 3.4.1.2, al analizar la velocidad terminal de las partículas, ignora el efecto que la inercia ejerce sobre partículas de diferentes tamaños. Este efecto es especialmente significativo para gotas menores de  $30\ \mu\text{m}$ , en las que la velocidad inducida por el efecto de la turbulencia puede ser varias veces mayor que la velocidad inducida por gravedad. Esto genera un aumento de la velocidad relativa entre las gotas, que muestran diferentes respuestas a las aceleraciones inerciales del flujo, lo que acaba dando, como viene recogido en la figura 3.17, un aumento de la eficiencia de las colisiones (recordar que el coeficiente de colisiones kernel depende de la diferencia de la velocidad terminal de gotas, ecuación 3.23) y a un aumento de la región de barrido, que se traduce en un aumento de la eficiencia de colisiones (ecuación 3.25), como se muestra en la figura:



**Figura 3.19:** Ilustración del mecanismo principal del incremento del ratio de colisiones dentro de un flujo turbulento. Los esquemas de movimiento mutuo de gotas que van a colisionar y coalescer es representado en los siguientes casos: (a) Velocidad relativa entre partículas inducidas sólo por gravedad; (b) Considerando un incremento de la velocidad relativa; (c) Incremento de la eficiencia de la colisión entre gotas debido al incremento de la velocidad motivado por una variación de la trayectoria de gotas de pequeño tamaño [9].

En la figura 3.19 (c) se observa como partículas que inicialmente quedarían fuera del área crítica,  $y_c$ , de colisión, acaban colisionando con la gota recolectora, al verse influidas por las aceleraciones del flujo. El efecto de dicha aceleración queda recogido en la siguiente figura, en las que se comprueba que, partículas sometidas a las fuerzas centrífugas, acaban adquiriendo velocidades incluso mayores que las del propio flujo.



**Figura 3.19:** Posibles procesos de generación de variaciones de la velocidad inicial de la gota como consecuencia de las corrientes de aire colindantes (a) si se considera un flujo de cortadura lineal (b) si se considera un flujo turbulento cambiando de dirección. En el primer caso la desviación de la velocidad de la gota,  $\Delta V$ , están determinadas por la tendencia de la gota por conservar su momento en la dirección horizontal. En el segundo caso la desviación de velocidad de la gota,  $\Delta V$ , está inducida por la aceleración inercial (las fuerzas centrífugas)

Finalmente, los efectos turbulentos e inerciales tratados hasta el momento, inducen tanto un incremento de las interacciones entre aerosoles, como a una mayor velocidad de crecimiento del espectro de gotas (figura 3.17), justificando su importancia en la aceleración de los procesos de condensación y de colisión- coalescencia.

Por otro lado, el análisis y estudio de estos efectos de la turbulencia en la microfísica de nubes se encuentra en su etapa inicial, existiendo tan solo unos pocos estudios preliminares, en los que muchos aspectos relevantes han sido simplificados. Esta situación hace previsible el desarrollo explosivo de las investigaciones en este campo para el futuro, previsión que ya ha comenzado a cumplirse y que da pie al marco de investigación de tres años en el que se engloba el presente proyecto.

Con este apartado se da fin a la introducción teórica de esta primera parte del proyecto, exponiendo en los siguientes capítulos, las labores de construcción e implementación seguidas para la construcción de una instalación experimental, con la que se pretende analizar la influencia que la inercia de gotas, dentro de flujos multifásicos turbulentos, ejerce sobre la eficiencia de las colisiones y sobre el resto de términos que componen el parámetro de colisión hidrodinámica de kernel, en lo que [9] califica como uno de los problemas sin resolver de mayor actualidad.

## **2ª PARTE:**

*Descripción, diseño e implementación de la  
instalación.*

## 4. Descripción general de la instalación experimental.

### **4.1 Introducción.**

En esta segunda parte del proyecto se recoge una descripción detallada de la instalación, así como las tareas de diseño, ajuste y solución de problemas que han surgido a lo largo del periodo de colaboración de seis meses realizado en la Universidad de Washington, de cuyo resultado es fruto el presente proyecto.

En primer lugar decir que, la clave que va a permitir poder llevar a cabo con éxito el objetivo final, en el que se pretende estudiar la dinámica turbulenta de las gotas, y las interacciones gota-gota que se producen en el seno de una nube cálida, en la iniciación del proceso de colisión-coalescencia, pasa por la construcción exitosa de una instalación experimental capaz de usar conjuntamente las técnicas de medida microscópicas PDPA y PIV, dentro de un entorno controlado que simule las condiciones existentes en las nubes.

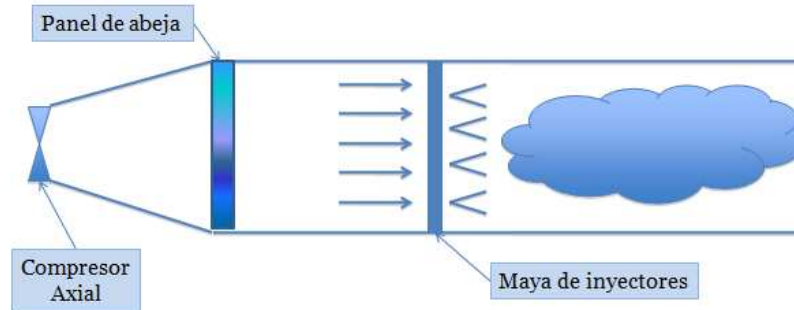
De forma general, la instalación puede ser dividida en dos partes, cuya descripción es expuesta a continuación según la información contenida en documento del plan de investigación [2]:

### **4.2 Conjunto de generación de nubes experimentales.**

La instalación está compuesta por una primera parte meramente experimental, encargada de generar una turbulencia homogénea e isotrópica, que contenga las gotas del tamaño característico que se pretende estudiar. El flujo de aire es generado a partir de un túnel de viento, de circuito abierto, compuesto por un compresor axial. Este flujo, es homogeneizado en primer lugar mediante un panel de abeja y transformado en turbulento al pasar por una malla rectangular, encargada de generar una turbulencia homogénea e isotrópica que disminuye de forma progresiva. El valor máximo del número de Reynolds, basado en la micro-escala de Taylor, generado en la instalación es de  $Re_\lambda = 250$ . Donde se define como micro-escala de Taylor, a la distancia máxima para la cual, la viscosidad del fluido afecta significativamente la dinámica de los torbellinos turbulentos existentes en el flujo [16].

Las gotas contenidas en la turbulencia son introducidas en el flujo mediante una serie de inyectores colocados a lo largo de los diferentes tubos que componen la malla. Estos inyectores están compuestos por dos conductos dispuestos de tal manera que, por uno de ellos sale aire a gran velocidad e impacta perpendicularmente sobre la salida de agua a baja velocidad del segundo, generando de este modo, una atomización de gotas de pequeño

tamaño. El tamaño de las gotas generadas por los inyectores es regulado por un sistema de inyección de agua y aire, que puede ser ajustado para simular condiciones de nubes con una muy baja concentración de humedad (ver figura 4.1).



**Figura 4.1:** Esquema del conjunto para la formación de nubes experimentales.

Mediante la regulación del flujo de aire en el túnel de viento, y el caudal de los sistemas de agua y aire de los inyectores, se pretende controlar, de manera precisa, el ratio de disipación turbulenta desde  $10^{-4}$  hasta  $1 \text{ m/s}$ , de manera que estos valores se solapen con las condiciones existentes en la mayoría de las nubes cúmulos y cumulo-nimbus dentro de un entorno controlado, siendo este el objetivo final de esta parte experimental de la instalación. Haciendo una comparativa de los valores de turbulencia y tamaño de gotas que se pretende conseguir mediante la instalación y los que existentes en las nubes reales tenemos:

	Experiments	Cumulus Clouds
Turbulent Dissipation Rate ( $\epsilon$ )	$10^{-4} - 1 \text{ (m}^2/\text{s}^3)$	$10^{-4} - 10^{-2} \text{ (m}^2/\text{s}^3)$
Flow Reynolds number $Re_\lambda$	50 - 250	$10^3 - 10^4$
Kolmogorov length scale ( $\eta$ )	200 $\mu\text{m}$ - 2 mm	600 $\mu\text{m}$ - 1.8 mm
Spatial Resolution (MicroPIV)	1 $\mu\text{m}$	
Droplet diameter (d)	1 - 100 $\mu\text{m}$	1 - 100 $\mu\text{m}$
Droplet Volume Fraction ( $\alpha$ )	$10^{-6} - 10^{-3}$	$10^{-8} - 10^{-6}$
Number of Droplets in the MicroPIV Volume	0.5 - 500	
Probability of collisions in the MicroPIV Volume	$0.1 - 10\text{s}^{-1}$	
Droplet response time ( $\tau_p = \rho_p / \rho_a \cdot d^2 / 18\nu_a$ )	$3 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ (s)}$	$3 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ (s)}$
Kolmogorov time scale ( $\tau_k$ )	3.8 - 380 ms	30 - 400 ms
Temporal Resolution (MicroPIV)	1 ms	
Droplet Stokes number ( $St = \tau_p / \tau_k$ )	$10^{-5} - 10$	$10^{-5} - 1$
Droplet Terminal Velocity ( $v_t = \tau_p \cdot g$ )	$10^{-5} - 0.3 \text{ (m/s)}$	$10^{-5} - 0.3 \text{ (m/s)}$
Kolmogorov velocity scale ( $v_k$ )	5 - 50 mm/s	4 - 20 mm/s
Terminal Velocity Ratio ( $v_t / v_k$ )	$10^{-4} - 20$	$10^{-4} - 25$

**Tabla 4.1:** Características de la turbulencia y las gotas obtenidas en los experimentos comparadas con los valores actuales en nubes. También se muestra la resolución temporal del sistema PIV [2].

En la tabla se puede observar como la mayoría de las condiciones de flujo multifásico existentes en las nubes, pueden ser reproducidas mediante esta instalación experimental, existiendo una excepción con los números de Reynolds generados por el túnel de viento. Aunque los valores del número de

Reynolds en la escala de Taylor  $Re_\lambda$  no coinciden con los valores atmosféricos, se ajustan a los valores hasta los que pueden ser extendidas las aproximaciones DNS, llevadas a cabo simultáneamente en la parte computacional de la investigación, generando la oportunidad de poder comparar los resultados de obtenidos tanto experimental como computacionalmente.

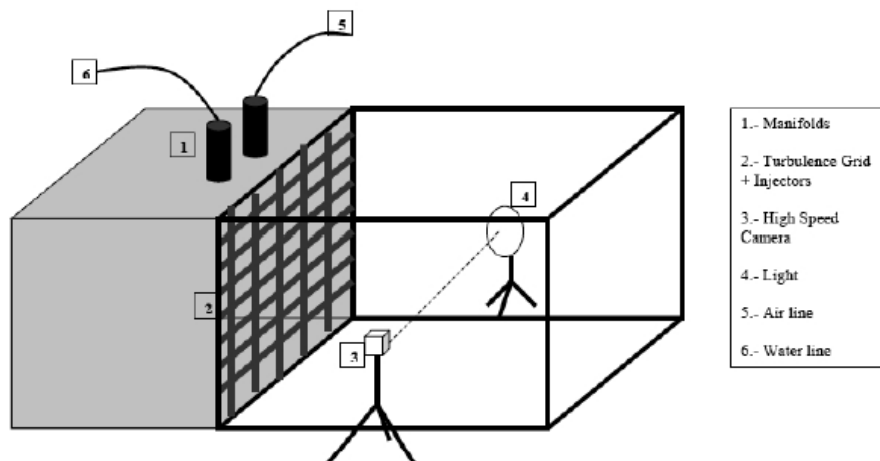
Por otro lado, es importante hacer notar que el proceso de colisión-coalescencia está controlado principalmente por el movimiento relativo de las gotas en las escalas próximas o menores a las escalas de Kolmogorov, de tal manera que el rango medio de disipación turbulenta  $\varepsilon$ , es uno de los parámetros más significativos, mientras que el número de Reynolds juega un papel secundario, al regular la intermitencia, o distribución de probabilidad del ratio de disipación [2].

Esta idea es soportada por estudios computacionales recientes [17], [18] que tratan el efecto que la alta intermitencia de las fluctuaciones turbulentas, a elevados números de Reynolds, tiene sobre el ratio de colisión de pequeñas gotas de nubes, usando para ello una aproximación estocástica. Estos estudios muestran que (1) la mejora del ratio de colisiones como una función de la disipación turbulenta del flujo es cualitativamente similar para flujos con distintos número de Reynolds; (2) el ratio de colisiones tan solo se ve incrementado en aproximadamente un factor de dos cuando el Reynolds basado en la microescala de Taylor es incrementado de 200 a 20.000. Por lo tanto los efectos de mejora del ratio de colisiones obtenidos en estos estudios son comparables con los cálculos computacionales llevados a cabo con números de Reynolds mucho menores. Pudiendo, de todas maneras, considerar el efecto del número de Reynolds del flujo, mediante modelos analíticos de ratios de colisión, desarrollados a partir de los resultados experimentales y computacionales obtenidos a lo largo de la investigación, usando para ello leyes de tendencia asintótica y correlaciones de velocidad generalizadas para altos números de Reynolds, como ya ha sido realizado en [19] y [18], pudiéndose encontrar una bibliografía más extensa en [2].

### **4.3 Conjunto de adquisición de datos.**

Existe, además de la parte instrumental encargada de ‘generar’ la nube, un segundo conjunto instrumental de toma de datos, formado por los equipos ópticos de medida PDPA y PIV. Estos equipos actúan a través de una estructura metálica con paredes de Plexiglás, permitiendo el análisis del flujo multifásico generado mediante el conjunto de compresor axial, panel de abeja y malla de inyectores. De forma esquemática la instalación puede ser representada de la siguiente manera:





**Figura 4.2:** Esquema de la configuración de la zona de ensayos con sistema PIV [5].

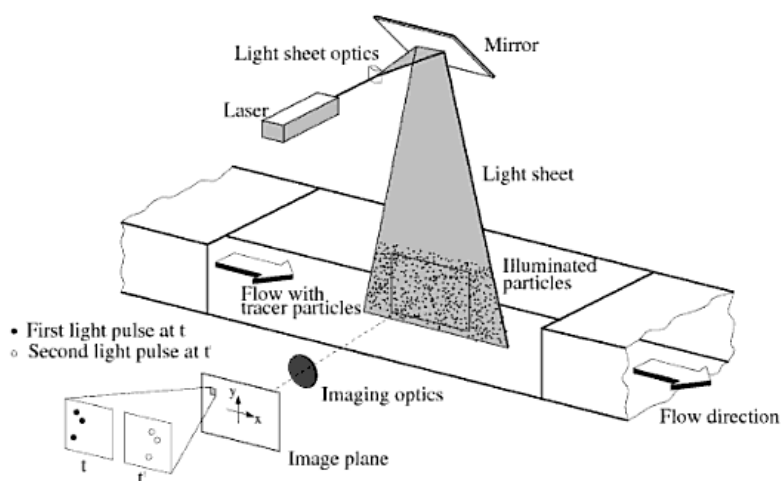
Las características generales de los dos sistemas que forman el conjunto de adquisición de datos así como los parámetros que miden cada uno de ellos son:

#### 4.3.1 Sistema PIV (*Particle Image Velocimetry System*) microscópico de dos fases.

Empezamos este apartado haciendo una breve descripción cualitativa de los rasgos básicos de esta técnica de medida, esencial en la toma de datos de la instalación.

Este sistema, mediante una disposición óptica, ilumina de forma consecutiva y en cortos intervalos de tiempo, el flujo multifásico contenido dentro de la sección transparente del túnel de viento. La luz ilumina las partículas contenidas dentro del túnel de viento. Estas partículas pueden ser partículas de sembrado, utilizadas para analizar las características del flujo turbulento existente, y que por tanto han de viajar a la misma velocidad de este, o gotas inyectadas mediante la malla de inyectores, objeto de estudio en esta investigación. Las partículas al ser iluminadas dispersan la luz incidente generando una señal luminosa que es captada en una imagen o en una secuencia de imágenes. Finalmente, a partir de la secuencia de imágenes, se puede obtener la trayectoria seguida por las partículas, su velocidad, su concentración y distribución espacial, e incluso, como se pretende en la presente investigación, su rango de colisión-coalescencia. Es necesario, a fin de poder manejar la gran cantidad de datos que son recogidos cuando se emplea esta técnica de medida, emplear sofisticados sistemas de post-procesado de datos.

En la figura 4.3, mostrada a continuación, se esboza brevemente la configuración típica de un sistema PIV actuando en un túnel de viento



**Figura 4.3:** Configuración experimental de un sistema PIV en un túnel de viento [20].

En la figura se puede observar como un sistema óptico manipula la radiación proveniente de un láser, de tal manera que se forma un plano de luz (light sheet) intermitente, que ilumina una sección del túnel de viento. El espacio temporal entre pulsos lo determina la velocidad media del flujo y la ampliación de la imagen al ser proyectada. La luz dispersada por las partículas es captada por una lente de alta calidad y plasmada o bien en una sola imagen (por ejemplo con una cámara digital de alta resolución), o bien sobre dos imágenes separadas con una cámara especial capaz de hacer correlaciones cruzadas entre imágenes. Después, cada una de las imágenes captadas por el sistema es digitalizada por medio de un escáner, y almacenada en la memoria de un ordenador [20].

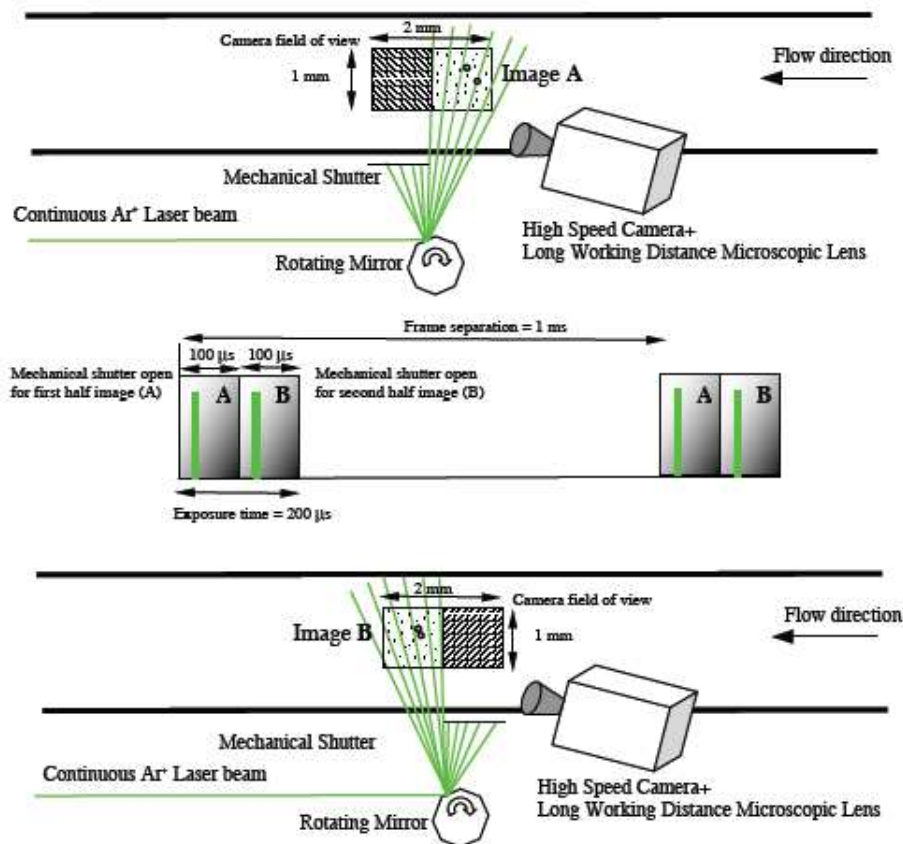
Para poder evaluar las imágenes captadas y digitalizadas, estas se dividen en pequeñas sub-áreas denominadas “áreas de estudio”. Los vectores de desplazamiento de las partículas contenidas en cada una de estas áreas de estudio son determinados por medio de la correlación de dos imágenes consecutivas, siendo preciso, para poder realizar la correlación, conocer el espaciado temporal y la ampliación de la imagen al ser proyectada.

En concreto, el sistema empleado en la instalación ilumina de forma consecutiva una sección plana de 2mm x 1mm dentro de la zona de ensayos, utilizando para ello dos pulsos de luz láser. El uso de una cámara de alta velocidad combinado con una lente microscópica de 10x, va a dar como resultado un sistema capaz de ofrecer una resolución espacial de 1 pixel/micra cuando se está filmando a una distancia de 10 cm [2].

Por otro lado, el tiempo de iluminación de la partícula así como el intervalo existente entre pulsos luminosos es controlado mediante un espejo rotatorio. La duración del pulso de iluminación debe ser ajustada de tal manera que:

- *Duración del pulso de iluminación:* Ha de ser lo suficientemente corto como para congelar el movimiento de la partícula durante el tiempo de exposición, de tal manera que las imágenes de las partículas no sean borrosas (sean puntos y no rayas).
- *Espaciado temporal entre pulsos:* El espaciado temporal entre pulsos ha de ser lo suficientemente largo como para que sea posible determinar el desplazamiento y trayectoria de las partículas con suficiente precisión al comparar dos imágenes consecutivas y lo suficientemente corto como para que no existan partículas con una componente de la velocidad tan elevada como para que se salgan del plano iluminado (light sheet) en el intervalo transcurrido entre dos pulsos de luz consecutivos [20].

Para reducir el espaciado temporal entre pulsos luminosos cuando la instalación se encuentra operando a elevados números de Reynolds, se sincroniza la cámara, con el láser y con un obturador mecánico, el obturador permite que el plano de luz generado (light sheet) por el láser, sea dividido en dos secciones, iluminándose secuencialmente cada una de las mitades del campo de visión de la cámara. Esto permite grabar dos imágenes en cada frame adquirido por la cámara, de 2 Mpixel a 1000 fps [20].



**Figura 4.4:** Configuración óptica para el sistema PIV microscópico de dos fases propuesto [2].

Con el sistema PIV se pretende medir la velocidad relativa entre gotas, la función de distribución radial de pares de gotas en dos dimensiones, así como la velocidad local del flujo de alrededor de las gotas consideradas, en distancias próximas y por debajo de la escala de Kolmogorov. Sin embargo, y aunque esta técnica está bien establecida para entornos en los que actúan fluidos multifásicos de carácter microscópico, nunca ha sido utilizado para medir los procesos de colisión-coalescencia que en ellos se producen, siendo este uno de los parámetros a determinar en la presente investigación.

La baja probabilidad de filmar pares de gotas interactuando en tan altos números de ampliación de la imagen, y por tanto, en reducidos campos de visión, hace necesario el uso de mayores densidades de números de gotas que las encontradas en las nubes. Aún así, se puede ajustar la instalación de tal manera que el incremento de la fracción de gotas sea lo suficientemente pequeño como para que las colisiones binarias sigan siendo predominantes, y los resultados sigan siendo aplicables a las condiciones reales de las nubes.

La baja probabilidad de colisión existente, aún con el aumento de la concentración de gotas, trae consigo la necesidad de realizar un elevado número de experimentos. Haciendo un análisis preliminar, se comprueba como alrededor de 5 a 10 colisiones pueden ser detectadas en las 5000 imágenes tomadas en la ejecución de un experimento. En estas imágenes también se espera encontrar un elevado número de interacciones de bajo nivel, entre pares de gotas, que no den como resultado un proceso de colisión-coalescencia, proporcionando una valiosa información de la influencia del flujo local sobre las trayectorias de los pares de gotas.

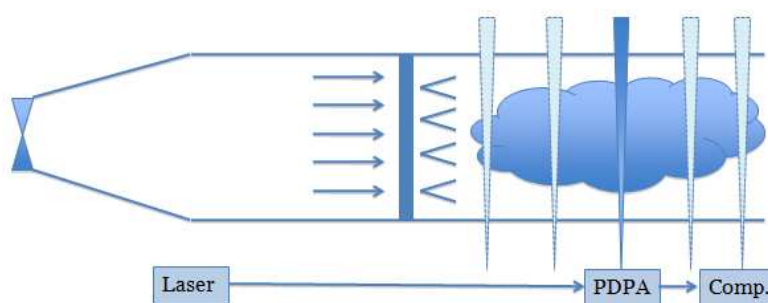
El sistema está preparado para ser capaz de almacenar y analizar 200 experimentos (con una capacidad total de almacenamiento de 2 Terabytes), generando una estadística total de 1000-2000 eventos de colisión. Esta información va a permitir generar un modelo que describa los efectos de la turbulencia del aire en el comportamiento estadístico de la cinemática de pares de gotas. Siendo preciso para ello que, mediante el uso de una aproximación computacional, se establezca una relación adecuada entre las estadísticas de movimiento y distribución de gotas en 2D obtenidas en los experimentos, y las existentes en la realidad en 3D.

Por último decir que, aunque este sistema óptico ya ha sido adquirido, en el periodo de tiempo en el que se realiza la colaboración con la universidad de Washington, no se realiza su instalación, quedando como una de las tareas pendientes a realizar en el futuro. Es por ello que no se profundiza en sus fundamentos físicos y de funcionamiento, siendo [20] una guía interesante para aquellos que quieran profundizar más en esta técnica de medida.

#### 4.3.2 Sistema PDPA (Phase Doppler Particle Analysis) y LDV (Laser Doppler Velocimeter).

El sistema PIV es complementado por un sistema PDPA, un instrumento de interferometría láser, capaz de calcular los tamaños de las partículas que, encontrándose sumergidas en el flujo multifásico existente en el interior de la sección de Plexiglás, pasan a través de un volumen de medida generado mediante el cruce de dos haces láser. Al pasar por este volumen de medida luminoso, las partículas dispersan luz, generando una señal luminosa que es utilizada por el sistema para determinar su tamaño. La luz dispersada también contiene información a cerca de la velocidad de la partícula, pudiéndose obtener, empleando una técnica de medida denominada LDV, dos de las componentes de la velocidad de la partícula.

La sonda encargada de captar la luz dispersada en el sistema PDPA, va montada sobre un raíl, permitiendo su movilidad y toma de datos a lo largo de las paredes de Plexiglás del túnel de viento. Las medidas tomadas al recorrer espacialmente los diferentes puntos del túnel de viento pueden ser convertidas en la evolución temporal del proceso de colisión-coalescencia, usando para ello la hipótesis de congelación de la turbulencia de Taylor. Esta hipótesis asume que, en presencia de un campo fluido homogéneo, las fluctuaciones con el tiempo de la velocidad en un punto, son las mismas que la distribución espacial de las fluctuaciones en la dirección principal del flujo [21]. Mediante este teorema se consigue, tomando diferentes medidas a lo largo del túnel, obtener la variación temporal de la densidad del número de gotas para una distribución inicial de gotas en un volumen dado.



**Figura 4.5:** Representación esquemática del sistema PDPA y de los diferentes planos de medida.

El uso conjunto de la información extraída del sistema PIV y la medida de la distribución de tamaños extraída del sistema PDPA pueden ser usados conjuntamente para determinar la ecuación de colección turbulenta de kernel.

Una explicación detallada de los fundamentos físicos y de funcionamiento del sistema PDPA puede encontrarse en el Anexo II del presente proyecto. Se añade además un segundo Anexo (Anexo I), en el que puede encontrar un amplio resumen de los fundamentos de láser ión-argón usado para alimentar a los sistemas PDPA y PIV. Finalmente, en el capítulo 7, se

incluye una descripción de componentes y características concretas del láser ión-Argón y del sistema PDPA, narrando brevemente las actividades de ajuste e instalación de ambos sistemas, realizadas durante el periodo de colaboración en la Universidad de Washington.

Por último, para finalizar esta introducción general de la instalación, decir que, mientras que existe en la actualidad un largo número de estudios de la eficiencia de las colisiones debidas a la interacción gravitacional-aerodinámica de dos gotas de nubes aisladas, en la literatura existente en la actualidad, tan sólo se pueden encontrar unos pocos estudios de la eficiencia de las colisiones de las gotas de lluvia en flujos de aire turbulentos. Además, debido a las distintas e imprecisas representaciones realizadas en estos estudios, acerca de la turbulencia del aire y de las interacciones aerodinámicas existentes, una cierta controversia ha sido suscitada, pudiendo encontrar conclusiones contradictorias acerca de la influencia que la turbulencia ejerce sobre la eficiencia de las colisiones [2].

Esta situación justifica el desarrollo y construcción de la instalación experimental relatada, proporcionando, por primera vez, una herramienta de investigación cuantitativa capaz de estudiar los efectos combinados que la turbulencia y las interacciones aerodinámicas ejercen sobre el movimiento y las colisiones de las gotas de nubes.

## **5. Túnel de viento, malla de inyectores y sistemas de suministro de agua y aire.**

### **5.1 Introducción.**

Este capítulo recoge la descripción detallada del túnel de viento, la malla de inyectores, y el sistema de suministro de agua y aire, cuya misión es generar un flujo turbulento isotrópico cargado de gotas del tamaño característico de las nubes. El diseño de la malla de inyectores así como el de los propios inyectores es anterior a la realización de este proyecto, recogiendo a lo largo de estos apartados, un resumen del trabajo expuesto por [5], además de su montaje y mejoras de diseño posteriores.

### **5.2 Descripción del Túnel de viento.**

El túnel de viento utilizado en la instalación es un túnel de viento abierto, compuesto por un compresor axial GE 7A5 A1, una sección de adaptación y una sección recta de 2.5 m de sección aproximada de 1,2 x 1,2 m, en cuyo interior se encuentra una sección de panel de abeja y dos mallas anti turbulencia. La sección recta es incrementada añadiendo una estructura metálica de paredes de Plexiglás, con el objeto de poder realizar la toma de datos de los distintos sistemas ópticos de los que va a ser dotada la instalación.



**Figura 5.1:** Compresor, zona de adaptación y sección transparente de la zona de ensayos de la instalación.

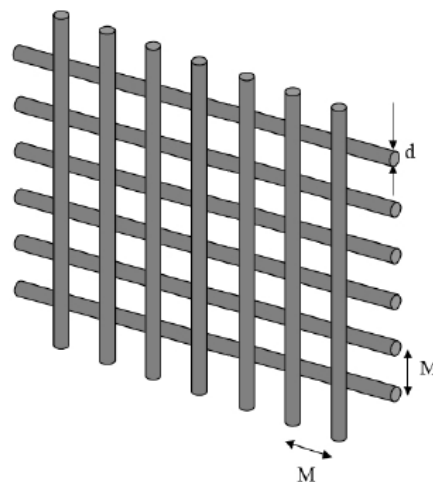
Se pretende que el túnel de viento opere de tal manera que la velocidad del flujo de aire al incidir sobre la malla de inyectores, encargada de generar la turbulencia, sea en torno a 1 m/s. Para ello se realiza en [5], un estudio de la pérdida de carga, concluyendo que la pérdida de carga total de la instalación es de aproximadamente 460 Pa, siendo precisa una potencia de unos 360 W a la salida del motor eléctrico.

### 5.3 Malla de inyectores.

La malla de inyectores tiene una doble función al generar, en primer lugar, una turbulencia homogénea e isotrópica cuando el flujo de aire pasa a través de ella, y contener, en segundo lugar, los inyectores encargados de generar las gotas de agua de tamaños similares a los existentes en las nubes. Se busca que el sistema de inyección instalado en la malla genere una distribución de gotas lo más uniforme posible, de manera que, la generación de zonas de altas concentraciones de gotas, sean motivadas por la turbulencia, y no por una mala inyección del sistema. En la malla se instalan hasta un total de 81 inyectores, siendo este el máximo geométrico permitido por el espacio disponible.

#### 5.3.1 Generación de turbulencia isotrópica.

Según lo expuesto por Comte-Bellot y Corrsin [22], y siguiendo el estudio realizado en [5], el movimiento que se consigue tras una rejilla es estadísticamente homogéneo durante una distancia comprendida entre 40 y 50 veces la longitud característica de la rejilla ( $M$ ). Según los cálculos realizados en [5] se estima que, para la longitud de la sección recta de túnel de viento existente, la longitud característica óptima de la rejilla ha de ser  $M \approx 10\text{cm}$  con un diámetro de tubo  $d=2.5\text{ cm}$ .



**Figura 5.2:** Esquema de la rejilla generadora de turbulencia [5].



Esta rejilla genera, cuando se considera flujo incompresible, una turbulencia isotrópica, caracterizada por la ley experimental:

$$\frac{k}{U_0^2} = A \left( \frac{x-x_0}{M} \right)^{-n} \quad (5.1)$$

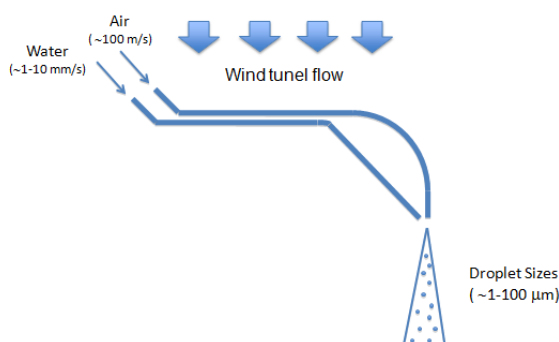
Donde la energía cinética turbulenta  $k$ , decae de manera exponencial con la distancia, con un exponente  $n$  que se encuentra entre valores de 1.15 y 1.4 (Bellot and Corrsin 1966), y donde  $U_0$  es la velocidad media del flujo,  $x$  es la distancia desde la malla,  $x_0$  es el origen efectivo y  $A$  es un parámetro que varía dependiendo de la geometría de la rejilla.

A partir de esta ecuación es posible determinar el resto de parámetros de interés de la turbulencia, pudiéndose encontrar en [5] expresiones para la evolución temporal de disipación de la energía cinética y de las longitudes características de la turbulencia generada, así como una descripción detallada de los cálculos seguidos para determinar el parámetro  $M$ .

### 5.3.2 Inyección de gotas al flujo turbulento.

La rejilla de la figura 5.2, está constituida por tubos huecos, en los que se alojan 81 inyectores, repartidos de 9 en 9 en cada uno de los 9 tubos horizontales que componen la rejilla (ver figura 5.10). Los inyectores son los responsables de introducir en el flujo turbulento, gotas de un tamaño aproximado de 20  $\mu\text{m}$ , generándose de este modo, un flujo multifásico cuya población de gotas tiene tamaños comprendidos entre los valores de interés del estudio (size-gap).

Los inyectores están compuestos por dos conductos de cobre de 1/8" de diámetro. Siguiendo el esquema de la figura 5.3, el conducto superior del inyector, inyecta aire a gran velocidad, con la misma orientación que el flujo de aire generado por el túnel de viento, mientras que por el tubo inferior circula un pequeño caudal de agua. El caudal de agua suministrado se ve golpeado por el caudal de aire del tubo que se encuentra detrás de él. La elevada energía cinética del aire ‘rompe’ la tensión superficial del agua y da lugar a su atomización.



**Figura 5.3:** Esquema de funcionamiento de uno de los inyectores de la instalación.



**Figura 5.4:** Diseño final del inyector de cobre para la atomización del agua [5].

Los inyectores se fijan a la rejilla encajándose a presión en cada una de las nueve hendiduras que se le practica a los tubos horizontales que la componen, dejando un espaciado entre ellas que asegure que no existe interferencia entre inyectores.



**Figura 5.5:** disposición de los inyectores en la rejilla [5].

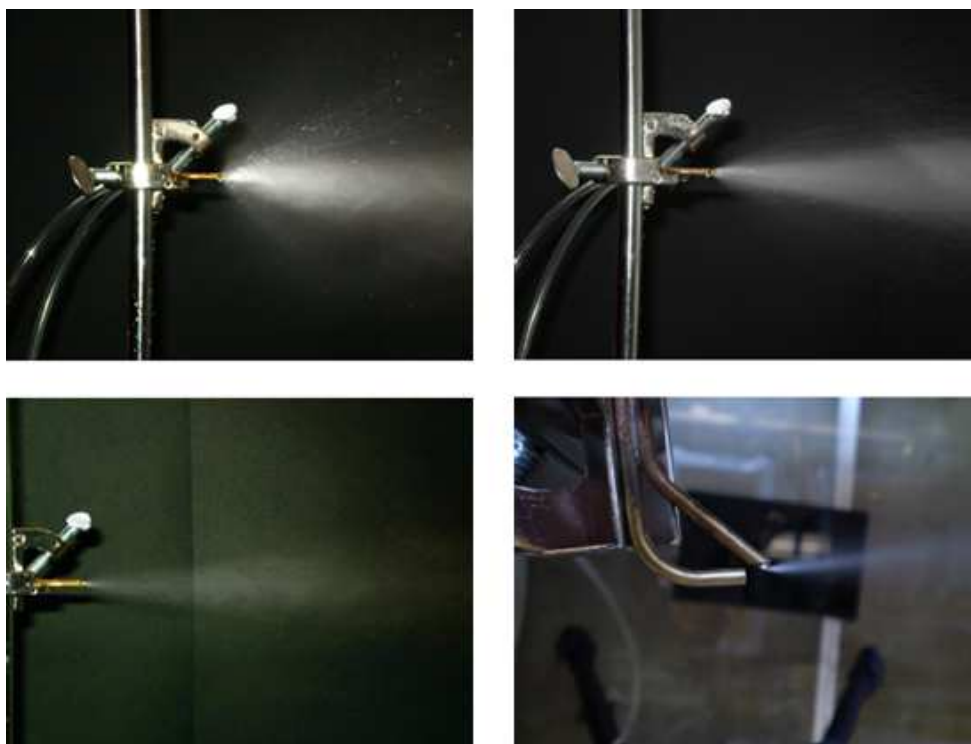
### *5.3.3 Test de funcionamiento de los inyectores.*

Antes de iniciar la instalación definitiva de los inyectores dentro de la rejilla y del conjunto rejilla-inyectores (malla de inyectores) dentro del túnel de viento se realiza un ensayo para asegurar que el diseño realizado es correcto. En el ensayo se busca comprobar si la atomización del agua es la esperada, y si los inyectores soportan las presiones de trabajo alcanzadas durante la atomización. Estos ensayos son llevados a cabo en [5], mostrándose en este apartado una parte del trabajo allí contenido.

La realización del ensayo consiste en conectar uno de los inyectores a una toma regulada de aire presurizado y a una segunda toma de agua que se ajusta a una velocidad constante de entre 1-100 mm/s. A continuación se ajusta la toma de aire a valores de presión lo suficientemente grandes como para poder generar gotas del tamaño requerido, entono a 20  $\mu\text{m}$  (se hace una estimación inicial de velocidad de salida del aire de unos 100 m/s). Por último se toman diferentes fotografías en las que se analiza la forma de las gotas obtenidas. Además del

tamaño de gota que se obtiene tras la atomización, también se busca que tanto la distribución como el tamaño de las gotas sea lo más uniforme posible.

Las presiones del sistema aire presurizado, seleccionadas para el ensayo son: 20 psi(1,36 atm), 60 psi(4,08 atm) y 80 psi(5,44 atm), y las imágenes obtenidas son:

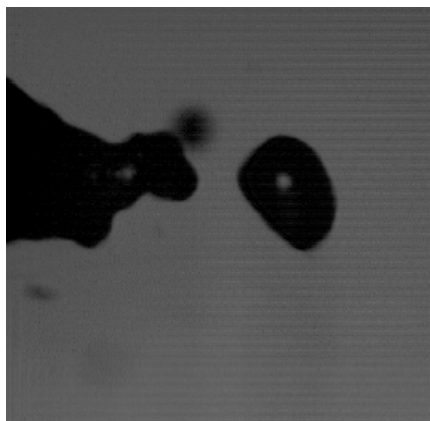


**Figura 5.6:** Ensayo con presiones de aire de 1,36 y 4,08 atm (figuras superiores) y 5,44 atm (figura inferior) [5]

En las que se observa como para presiones de entre 4 y 5,5 atm la distribución y tamaño de gotas obtenido es homogéneo, mientras que a bajas presiones (1,36 atm) no se consigue dicha homogeneidad.

Con el objeto de analizar el tamaño de las gotas obtenidas a la salida del inyector, se realiza una segunda tanda de imágenes, en las que se emplea una cámara de alta velocidad. Tras unos primeros intentos iniciales, se concluye que la velocidad de obturación de la cámara carece de la velocidad suficiente para captar imágenes nítidas de las gotas. Por ello se plantea filmar la atomización primaria con bajas presiones, y medir las gotas allí obtenidas, dejando la realización de medidas más precisas para después de haber instalado y ajustado el sistema PDPA.

En las imágenes realizadas a una presión de 1,36 atm se pueden observar gotas de entorno a  $50\text{ }\mu\text{m}$  (figura 5.6), lo cual hace pensar que la instalación va a ser capaz de generar de manera holgada, tamaños de gota de  $20\text{ }\mu\text{m}$ , cuando opere a presiones superiores y de forma estacionaria (atomización secundaria).



**Figura 5.7:** Atomización primaria a 1,36 atm [5]

#### **5.4 Sistemas de suministro de agua y aire.**

El suministro de agua y aire a la velocidad y presión demandada por cada uno de los 81 inyectores contenidos en la malla, se hace a través de un distribuidor cilíndrico de PVC, con paredes de grosor de 0,5 cm, al que se le mecanizan 81 roscas en las que se alojan las conexiones barbadas-roscadas NPT-1/4. Estos acoplamientos van a ser utilizadas para la conexión del distribuidor con los inyectores. Además, se realizan dos roscas adicionales de NPT-5/8 y de NPT-1/2 para realizar la conexión toma de agua y aire de la red a los distribuidores. Un último acoplamiento es instalado para poder realizar la purga del aire durante los procesos de llenado del distribuidor de aire. Por último decir que, los distribuidores están diseñados para soportar presiones de hasta 5 atm, pudiendo encontrar una breve mención del cálculo de esfuerzos realizado en [5].



**Figura 5.8:** Distribuidores de aire y agua a los inyectores.

La conexión de los inyectores con los distribuidores se realiza mediante tubos de poliuretano de 8 ft (2,43 m), para la conexión del depósito de aire, y de 10 ft (3,05 m) para los del depósito de agua. Se seleccionan tubos de igual longitud para la conexión de cada uno de los distribuidores, con el objeto de

garantizar pérdidas de carga elevadas e idénticas en cada uno de los inyectores, y de este modo asegurar caudales también idénticos en todos ellos. La mayor longitud de los tubos de agua se debe a que inicialmente se plantea colocar los distribuidores en el lado izquierdo del túnel de viento, teniendo que recorrer los tubos conectados al distribuidor de agua mayores distancias, idea que es descartada a posteriori.

La apariencia final del sistema de distribución es la mostrada en la siguiente figura:



**Figura 5.9:** Apariencia final del sistema de inyección

Cada uno de los tubos de poliuretano observados en la figura alimenta a uno de los inyectores alojados en la malla. En la figura se pueden observar los sistemas de regulación de los distribuidores, en concreto, en el momento en el que se toma la fotografía, ha sido instalado el caudalímetro y el regulador de presión en la toma del distribuidor de agua, quedando pendientes la instalación de los sistemas de regulación del distribuidor de aire.

La instalación del sistema de distribución es posterior cronológicamente a la tarea denominada como “instalación de la malla de inyectores” en la que surgen problemas que modifican algunos parámetros del diseño inicial y que es narrada a continuación.

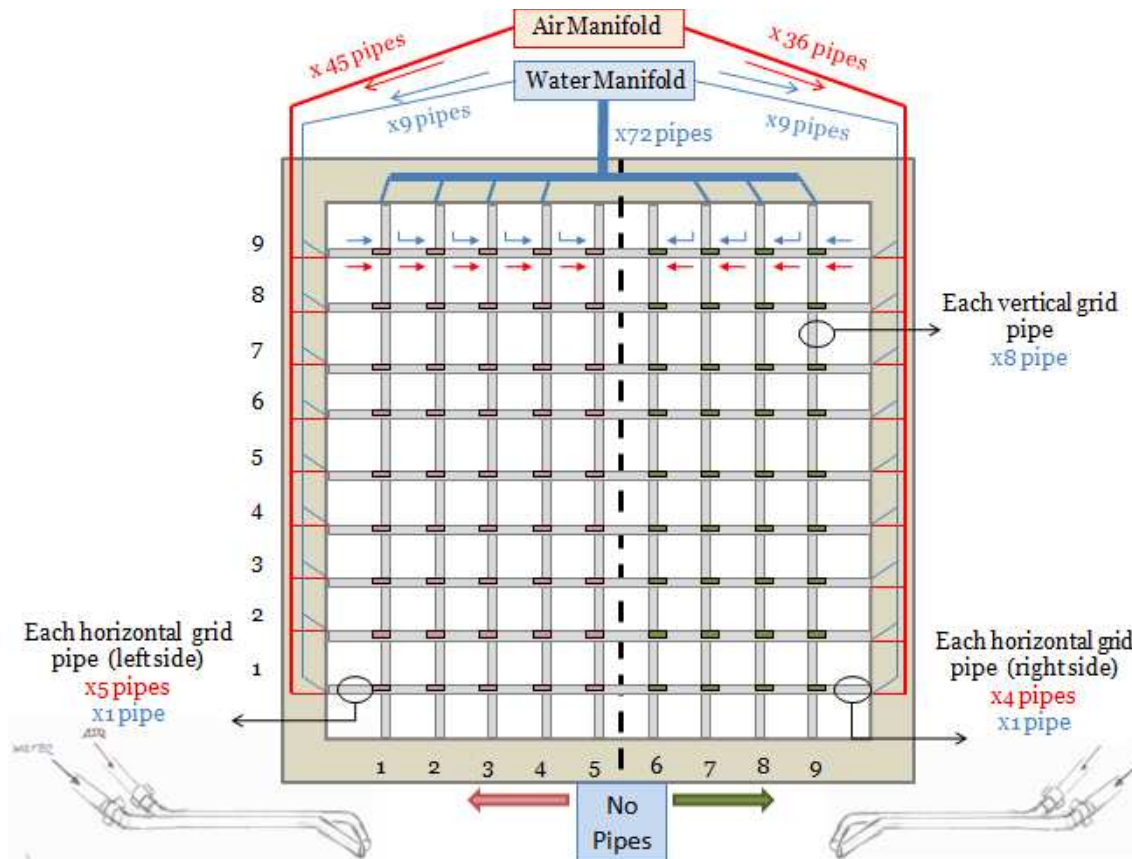
### **5.5 Instalación de la malla de inyectores.**

Hasta ahora han sido descritas las tareas de diseño de la malla de inyectores y del sistema de distribución de agua y aire, en este apartado se da paso a las labores emprendidas para su instalación final dentro del túnel de viento.

Este apartado da inicio a las labores de colaboración realizadas durante el periodo de intercambio realizado en la universidad de Washington, en el que, al

inicio del programa, ya se disponía de todo lo necesario para empezar a montar la malla de inyectores, siendo tan solo preciso realizar algunas mejoras menores sobre el diseño inicial.

Para poder seguir las tareas realizadas en este apartado, es preciso tener un esquema claro de la distribución de los inyectores y los tubos de poliuretano, que se plantean instalar dentro de la malla:



**Figura 5.10:** Representación gráfica de la distribución de inyectores dentro de la malla.

Con esta distribución se persigue introducir la menor cantidad de tubos de poliuretano al inicio de cada uno de los tubos huecos de aluminio de diámetro de 2,5 cm que componen la malla, al encontrarse serias dificultades, durante las tareas de montaje, cuando se intenta manipular elevadas cantidades de tubos de poliuretano, en los reducidos espacios existentes dentro de los tubos de la malla.

En el esquema mostrado en la figura 5.10, se puede observar como los inyectores van alojados en los nueve tubos horizontales de la rejilla. Cada uno de los tubos horizontales aloja nueve inyectores, cinco de ellos según la posición mostrada en el dibujo del lado derecho y cuatro según la disposición mostrada en el izquierdo. La alimentación de aire de cada uno de los inyectores se realiza a través del lado derecho e izquierdo de la malla, mientras la alimentación de agua se realiza introduciendo los tubos de poliuretano por los tubos verticales.



La distribución de los tubos está diseñada para que el número máximo de tubos de poliuretano que recorren el interior de los tubos huecos de aluminio de la malla, tenga lugar en los tubos verticales, ya que estos no tienen que alojar inyectores, contando con un mayor espacio en su interior. De este modo los tubos verticales contienen un máximo de ocho tubos a la entrada, por los seis de los horizontales.

El montaje de la malla comprende cuatro tareas:

1. Introducir el número correspondiente de tubos de poliuretano en cada uno de los tubos huecos de aluminio de la malla de inyectores. Esta operación se realiza antes de empezar a trabajar con el marco de la malla. Hacer notar que los tubos verticales 5 y 6, según el esquema mostrado en la figura 5.10, no contienen tubo alguno.



**Figura 5.11:** Tubos listos para ser instalados dentro del marco de la malla.

2. Fijar los tubos de aluminio horizontales en el marco de la malla e instalar los inyectores. Los tubos de poliuretano que viajan por los tubos verticales de la rejilla, pasan a los tubos horizontales a través de las hendiduras realizadas para su acoplamiento.



**Figura 5.12:** Proceso de instalación de los inyectores.

Cada uno de los inyectores es conectado al tubo de aire y agua que le ha sido asignado en el paso 1, la fijación de los tubos se realiza mediante abrazaderas metálicas alojadas en la parte posterior curvada del inyector. Finalmente, una vez se han realizado las conexiones de los tubos de poliuretano al inyector, este es introducido a presión dentro de las hendiduras horizontales practicadas para tal fin.

3. La tercera tarea concentra tareas de ajuste antes de cerrar definitivamente la malla. Estas tareas consisten en: colocar los tubos verticales de la rejilla, de manera que se acoplen adecuadamente con los tubos horizontales, ajustar la alineación de los tubos horizontales y de los inyectores de manera que estos estén lo más alineados posible con el flujo en el que posteriormente se van a ver inversos, tras su instalación definitiva en el túnel de viento (ver esquema, figura 5.3), y finalmente, colocar, ordenar y numerar los tubos de poliuretano de tal manera que luego sea posible su fácil identificación ante un posible fallo de uno de los 81 inyectores.



**Figura 5.13:** Malla lista para ser cerrada.

4. La última tarea consiste en el cierre y testeo de la malla de inyectores. En el test se busca comprobar el correcto funcionamiento de todos los inyectores.



Este test concluye de manera satisfactoria en lo referente a inyectores, ya que tan solo se hace preciso reajustar 3 de las 162 conexiones realizadas durante las tareas anteriores. Las tres conexiones fallidas, comparten un problema común, el pellizcado de los tubos de poliuretano contra alguno de los bordes metálicos de la malla, lo que limita el caudal a través de ellos. Con el objeto de no tener que volver a solventar este problema en el futuro, se anclan los tubos mediante cinta adhesiva y bridas, limitando su movilidad y con ello las probabilidades verse pellizcados (figura 5.13).



**Figura 5.14:** Malla de inyectores finalizada y test de funcionamiento.

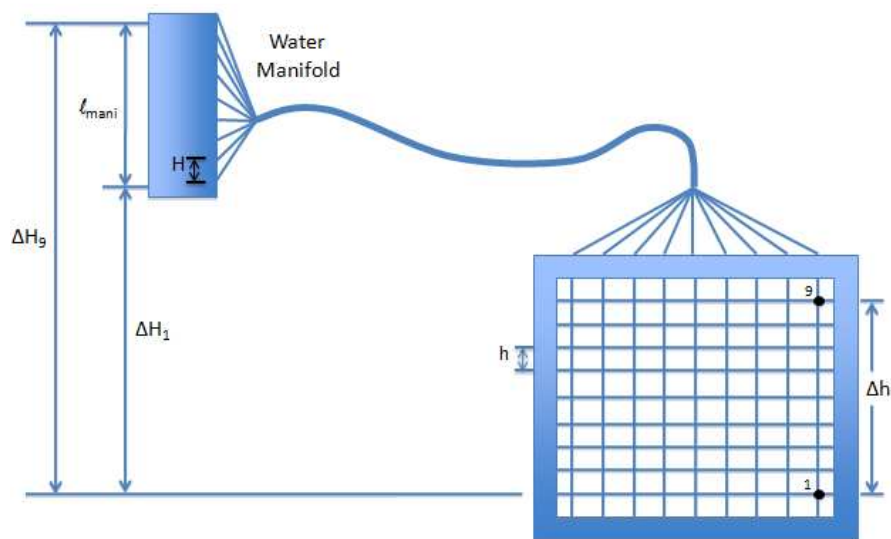
## **5.6 Problema de pérdida de carga del sistema de distribución del agua.**

Además del buen estado de las conexiones, al realizar el testeo de la malla descrito en el apartado anterior, se observa un problema preocupante, la diferencia de alturas entre inyectores, está haciendo que el caudal de agua de los inyectores colocados en las líneas inferiores de la malla, sea mayor al existente en las líneas superiores. Esto plantea un serio problema ya que, si se pretende obtener un flujo multifásico cuya población de gotas sea lo más uniforme posible, la inyección ha de realizarse de forma homogénea, siendo inadmisibles las diferencias de caudales existentes entre las diferentes líneas de inyección.

El origen del problema se encuentra en que, el diseño inicial, sobreestima las pérdidas de carga existentes a lo largo de la instalación, considerando despreciable la influencia que la energía potencial va a ejercer sobre los caudales de agua de los inyectores.

Para estimar la magnitud del problema, se plantea determinar en primer lugar, cuál es la diferencia entre las velocidades de salida de los inyectores que se encuentran colocados con mayor diferencia de alturas en la malla.

Los parámetros geométricos de la instalación que participan en dicho cálculo vienen recogidos en la siguiente tabla:



**Figura 5.15:** Descripción geométrica del problema.

- Diámetro de salida del inyector:	$D_i=1.5\text{ mm}$
- Longitud del inyector:	$L_i=8.5\text{ cm}$
- Diámetro del tubo de PVC que conecta al inyector con el sist. de distribución:	$D_p=2.5\text{ mm}$
- Longitud del tubo de PVC:	$L_p=3\text{ m}$
- Distancia $\Delta H_1$ :	$\Delta H_1 = 1.55\text{ m}$
- Distancia entre líneas consecutivas de inyectores en la maya:	$h=10.16\text{ cm}, \Delta h = 81.28\text{ cm}$
- Distancia entre líneas consecutivas de inyectores en el distribuidor:	$H=5.1\text{ cm}, l_{mani} = 40.8\text{ cm}$

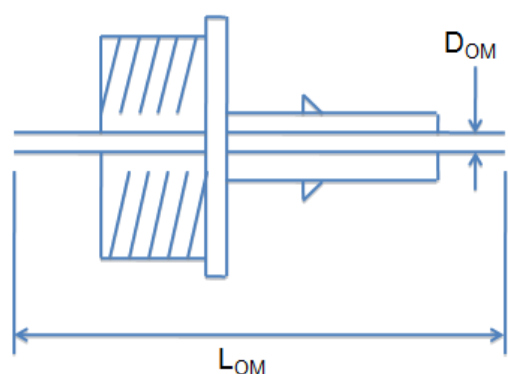
**Tabla 5.1:** Valores numéricos de la geometría.

Realizando un análisis de los puntos responsables de la pérdida de carga en el camino seguido por el agua desde su entrada en el distribuidor, hasta su inyección final a presión atmosférica, se encuentra que las dos principales causas de pérdida de carga son los tubos de poliuretano, que conectan la salida del distribuidor con el inyector, y la reducida área de paso del inyector. El resto de pérdidas consideradas, como la salida barbada-roscada al distribuidor (ver figura 5.8), o el cambio de sección al pasar del tubo de poliuretano al inyector, producen caídas de presión varios órdenes de magnitud menores, y por tanto son consideradas secundarias y despreciables para este primer cálculo.



posibles elementos a cambiar son: aumentar la altura del distribuidor, disminuir el diámetro de los inyectores o el de los tubos de poliuretano a los que se encuentran conectados, o aumentar la longitud de los tubos de poliuretano. Todas estas posibles soluciones presentan el inconveniente de tener que reinstalar la malla de inyectores, al haberse realizado conexiones permanentes durante su montaje. Los inyectores van encajados a presión, dificultando su extracción sin deformarlos o romperlos, y los tubos de poliuretano están amordazados mediante abrazaderas metálicas a presión, que presentan el mismo problema. La adquisición de nuevos distribuidores de mayor altura también es descartada, al incidir en el mismo problema anterior, se haría preciso desmontar toda la malla para instalar tubos de poliuretano de mayor longitud.

La solución adoptada es la presurización de los distribuidores existentes, utilizando para ello pequeños tubos metálicos, alojados en las salidas barbadascadas del distribuidor, de tal manera que se produzca una elevada caída de presión a la salida de este, de la forma:



Old Geometric Parameter  
 $\{64\nu[(L_I/D_I^2) + D_I^2(L_P/D_P^4)]\}$  (5.5)

New Geometric Parameter  
 $\{64\nu[(L_I/D_I^2) + D_I^2(L_P/D_P^4 + \underline{L_{OM}/D_{OM}^4})]\}$  (5.6)

**Figura 5.16:** Inclusión de tubo metálico en la salida barbada-rosca del distribuidor, y efecto sobre la diferencia de velocidades

En la ecuación 5.6 se subraya el efecto que, incluir un tubo metálico en la salida barbada-rosca del distribuidor, tiene sobre el parámetro geométrico definido en la ecuación 5.4, y con ello, su efecto sobre la diferencia de velocidades existente entre los inyectores. Es de destacar la gran influencia que, diámetros menores en la salida del distribuidor, ejercen sobre la pérdida de carga, al encontrarse elevado a la cuarta potencia.

Este cálculo está realizado bajo el supuesto de flujo laminar a lo largo de todo el sistema, cosa que deja de ser cierta a medida que los diámetros de salida del distribuidor  $D_{OM}$ , se hacen menores, y los caudales de trabajo a la salida del inyector permanecen fijos entre  $0.6 \text{ m/s}$  y  $6 \text{ mm/s}$ .

$$Re_{max} = \frac{V_{OM}D_{OM}}{\nu} = \frac{V_I D_I^2}{\nu D_{OM}} < 2300$$

Este hecho dificulta el diseño de los tubos metálicos que se pretenden incluir en las salidas barbadadas-roscadas del distribuidor, quedado recogido en el siguiente capítulo los cálculos realizados para dicho diseño.

Por último decir que, con la presurización del sistema de distribución de agua, se persigue un segundo objetivo importante, el de minimizar la importancia de posibles pérdidas de carga adicionales que puedan aparecer en el sistema, al hacerlas despreciables frente a la fuerte pérdida de carga existente a la salida del distribuidor presurizado. Las posibles pérdidas adicionales de carga pueden ser producidas por ejemplo, por el pinzamiento parcial de un tubo de poliuretano, que, como ya ha sido comentado en las labores de montaje de la malla de inyectores, pueden darse de manera ocasional.

## 6. Presurización del sistema de distribución de agua.

### 6.1 Introducción.

En el apartado 5.6 se describe el problema existente, con el diseño actual de la malla, de la falta de homogeneidad en la inyección realizada por inyectores situados a diferentes alturas. La generación de un flujo multifásico, con una distribución uniforme de tamaño de gotas, se presenta como uno de los aspectos fundamentales para la implantación exitosa de la instalación, siendo preciso por ello encontrar una solución que homogenice la inyección.

Este capítulo recoge el proceso de diseño seguido para la presurización del sistema de distribución de agua mediante la inclusión tubos metálicos en la salida barbada-roscada del distribuidor (figura 5.16), solución con la que se pretende hacer frente al problema mencionado.

### 6.2 Cálculo de las dimensiones geométricas del diámetro de salida del distribuidor.

El diseño de la solución planteada en el apartado 5.6 pasa por responder a la pregunta de cuál es la longitud  $L_{OM}$  y el diámetro  $D_{OM}$  (figura 5.16), necesarios para que la diferencia de velocidades entre las líneas de inyectores 1 y 9 de la malla (figura 5.15) adopte valores aceptables, sin superar el valor máximo de presión de trabajo del distribuidor de 5 atm (la presión de la toma de agua del edificio es de aproximadamente 7 atm). Se consideran admisibles diferencias de velocidades de como máximo un 20%.

#### 6.2.1 Cálculo preliminar: Sistema de distribución operando en régimen laminar.

El estudio se inicia con un primer cálculo sencillo considerando diámetros  $D_{OM}$  que generen flujos de Reynolds menores de 2300.

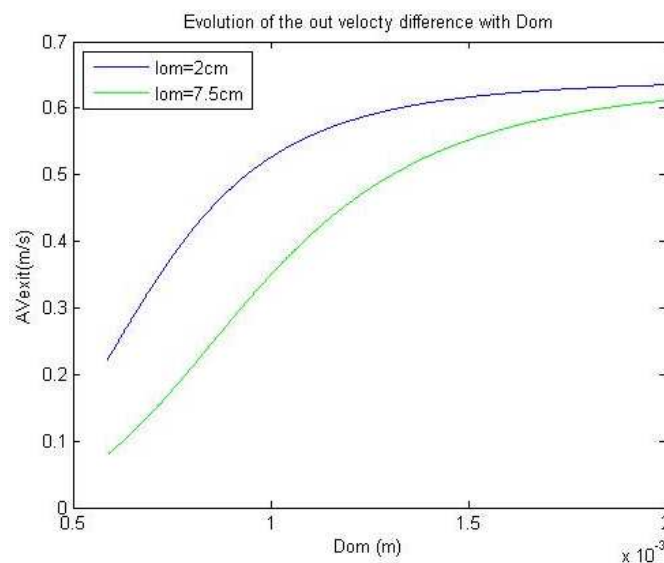
$$D_{OM\_laminar} > \frac{V_I D_I^2}{2300\nu} \approx 0.55 \text{ mm}$$

Bajo la hipótesis de régimen laminar, se puede emplear la ecuación (5.4):

$$\Delta V_{1-9} = \frac{2g(\Delta h - l_{mani})}{cte\_geo_i}$$

Donde el parámetro geométrico de pérdida de carga, cuando se añade la pérdida de carga generada por la salida del distribuidor es (5.6):  $cte_{geo_i} = \{64 \nu [(L_I/D_I^2) + D_I^2 (L_P/D_P^4 + L_{OM}/D_{OM}^4)]\}$ . Hacer notar que el nombre de constante geométrica es intuitivo, ya que en realidad dicha constante de tiene unidades de  $m^2/s^2$ .

Utilizando las ecuaciones (5.4) y (5.6) se puede realizar, de manera sencilla, un barrido paramétrico del radio  $D_{OM}$ , desde su valor inicial de 2 mm, correspondiente al diámetro de salida de la salida barbada-roscada del distribuidor, hasta llegar al valor de  $0.55 \text{ mm}$ , en el que las ecuaciones de flujo laminar empleadas dejan de ser válidas. Graficando el resultado obtenido, de la evolución de velocidades  $\Delta V_{1-9}$  con  $D_{OM}$ , tenemos:



**Figura 6.1** Evolución de la diferencia de velocidades con  $D_{OM}$

Donde las longitudes de  $L_{OM}$  de 2 cm y 7,5 cm, son los valores mínimo y máximo entre los que se quiere diseñar la solución. Valores de longitud menores del tubo incluido en el distribuidor, dificultarían su manipulación, y escogiendo valores mayores de 7,5 cm, los tubos incluidos podrían afectarse unos a otros al cruzarse en el centro del distribuidor de 13 cm de diámetro.

En la figura se comprueba como para diámetros mayores de  $0.55 \text{ mm}$ , la diferencia entre las líneas de inyectores 1 y 9, sigue siendo mayor de  $0.08 \text{ m/s}$ , que es del mismo orden que el rango de velocidades entre los que se quiere trabajar, y se encuentra muy por encima del porcentaje de error admisible.

Los cálculos son realizados mediante un script en Matlab, que viene recogido en el ANEXO III (1) del presente proyecto.

### 6.2.2 Sistema operando en régimen turbulento.

En este apartado se busca hacer un cálculo de la presión y del error alcanzado en el distribuidor, al emplear los tubos comerciales de diámetro menor a los  $0.55 \text{ mm}$ . Los factores que van a limitar el rango de soluciones posibles son: obtener, con la geometría del tubo instalado, errores menores del 20% en todo el rango de operación de la instalación, es decir con velocidades de salida que van de  $6 \text{ mm/s}$  a  $0.6 \text{ m/s}$ , y que la presión en el distribuidor se encuentre por debajo de la presión máxima de trabajo del distribuidor de 5 atm.

Por tanto, los parámetros significativos a calcular son: por un lado la evolución de la presión en el distribuidor con la velocidad de salida de los inyectores y por el otro la diferencia de velocidades existentes entre las líneas 1 y 9 de la malla de inyectores.

#### 6.2.2.1 Ecuaciones para el cálculo de la presión en el distribuidor

Aplicando la ecuación de Bernoulli, y bajo la hipótesis de presión uniforme en todo el distribuidor se puede obtener la siguiente ecuación genérica para la diferencia de presiones existentes entre la salida el distribuidor y la salida del inyector (ver figura 5.15 y tabla 5.1 para los parámetros geométricos):

$$\Delta P_{mani} = P_{mani} - P_{atm} = \rho g[(i - 1)(h - H) - \Delta H_1] + \rho \frac{V_{exit,i}^2}{2} + \rho h_{loss} \quad (6.1)$$

Donde  $i$ , es la fila de inyectores considerada. Las pérdidas de carga  $h_{loss}$  se descomponen en:

$$h_{loss} = h_{p-I} + h_{om} \quad (6.2)$$

Donde  $h_{p-I}$  es la pérdida de carga existente en el conjunto tubo de poliuretano-inyector, que contienen un flujo laminar para todas las velocidades inyección del sistema, pudiendo escribirse, de forma genérica, según lo visto en las ecuaciones (5.2), (5.3) y (5.5) como:

$$h_{p-I,i} = \frac{1}{2} V_{exit,i} \left[ 64\nu \left( \frac{L_I}{D_I^2} + D_I^2 \frac{L_p}{D_p^4} \right) \right] \quad (6.3)$$

El Segundo término de la ecuación (6.2),  $h_{om}$ , hace referencia a la pérdida de carga introducida en el sistema al introducir el tubo metálico en la salida barbada-roscada del distribuidor. En este caso, el flujo contenido en el tubo, no puede ser considerado laminar para todo el rango de funcionamiento, y por tanto habrá que usar las expresiones dadas por [23] para los coeficientes de fricción laminar y turbulento:



- Flujo Laminar.

Si consideramos flujo laminar, operando de igual manera que para obtener (6.3), tenemos que:

$$h_{om,i} = \frac{1}{2} V_{exit,i} \left( 64 \nu D_I^2 \frac{L_{om,i}}{D_{om}^4} \right) \quad (6.4)$$

Donde, como veremos en el apartado 6.2.3,  $D_{om}$  se va a mantener igual para todas las líneas de inyectores, mientras que se plantea variar  $L_{om,i}$  para mejorar los resultados obtenidos.

- Flujo turbulento

Si consideramos flujo turbulento, según la expresión proporcionada por Haaland para el coeficiente de fricción  $f$ , tenemos que:

$$f_{om,i} = \frac{1}{\left[ -1.8 \log \left( \left[ \frac{\varepsilon/D_{om}}{3.7} \right]^{1.11} + \frac{6.9}{Re_{om}} \right) \right]^2} \quad (6.5)$$

$$h_{om,i} = \frac{1}{2} V_{om,i}^2 \left( \frac{L_{om,i}}{D_{om}} \right) f_{om,i} \quad (6.6)$$

*6.2.2.2 Ecuaciones para el cálculo de la diferencia de velocidades de salida entre líneas de inyectores:*

Siguiendo un planteamiento parecido al mostrado en el apartado 5.6, tenemos:

$$\underline{\text{Inyector \#i:}} \quad \frac{P_{mani}}{\rho} + g\Delta H_1 + gH(i-1) = \frac{P_{atm}}{\rho} + \frac{V_{exit,i}^2}{2} + gh(i-1) + h_{loss,i}$$

$$\underline{\text{Inyector \#9:}} \quad \frac{P_{mani}}{\rho} + g\Delta H_1 + 8gH = \frac{P_{atm}}{\rho} + \frac{V_{exit,9}^2}{2} + g8h + h_{loss,9}$$

Quedando al hacer la diferencia:

$$g(H-h)(i-9) + \frac{V_{exit,9}^2}{2} + h_{loss,9} = \frac{V_{exit,i}^2}{2} + h_{loss,i} \quad (6.7)$$

Donde  $h_{loss,i}$  es función de la geometría y de las velocidades  $V_{exit,9}$  y  $V_{exit,i}$  existentes.

La resolución de la ecuación (6.7) se hace suponiendo que la instalación ha sido ajustada para que los inyectores situados en la línea número 9 estén operando a una velocidad constante dentro del rango dado de operación de la instalación  $V_{exit,9} = 6 \cdot 10^{-3} - 0,6 \text{ m/s}$ . Además se supone una geometría

concreta del tubo insertado ( $L_{om}, D_{om}$ ). Bajo estos supuestos los términos de la izquierda de la ecuación (6.7) permanecen constantes para cada valor de  $V_{exit,9}$ .

$$V_{exit,9} = cte \Rightarrow g(H - h)(i - 9) + \frac{V_{exit,9}^2}{2} + h_{loss,9} = cte_9 \quad (6.8)$$

Siendo  $V_{exit,i}$  la única incógnita restante en la ecuación 6.7, ya que  $h_{loss,i}$  depende de la velocidad.

- Flujo laminar.

En el caso de existir flujo laminar en toda la instalación el cálculo de  $V_{exit,i}$  se reduce a resolver una ecuación de segundo grado, donde como ya se ha visto en las ecuaciones (6.2), (6.3) y (6.4), se puede escribir de forma genérica que:

$$h_{loss,i} = \frac{1}{2} V_{exit,i} \left[ 64\nu \left( \frac{L_I}{D_I^2} + D_I^2 \frac{L_p}{D_p^4} + D_I^2 \frac{L_{om,i}}{D_{om}^4} \right) \right]$$

Donde el término entre corchetes, es el obtenido en (5.6), constante y dependiente de la geometría elegida:  $cte_{geo_i} = 64\nu \left( \frac{L_I}{D_I^2} + D_I^2 \frac{L_p}{D_p^4} + D_I^2 \frac{L_{om,i}}{D_{om}^4} \right)$ .

Sustituyendo (6.8) y (5.6) en (6.7) queda, para el caso laminar, una ecuación para el cálculo de  $V_{exit,i}$  de la forma:

$$V_{exit,i} = \frac{-cte_{geo_i} \pm \sqrt{cte_{geo_i}^2 + 8 \cdot cte_9}}{2} \quad (6.10)$$

- Flujo turbulento.

El cálculo de la velocidad de salida de una línea genérica  $i$ , cuando el sistema se encuentra operando en régimen turbulento, se realiza mediante un proceso iterativo en el que se busca conseguir que los términos de ambos lados de la ecuación 6.7 sean iguales, consiguiendo que:

$$cte_9 - \frac{V_{exit,i}^2}{2} - h_{loss,i} = 0 \quad (6.11)$$

En este caso no se puede despejar de manera directa el valor de  $V_{exit,i}$ , siendo preciso calcular de forma iterativa los valores de  $h_{loss,i}$ , dados por las ecuaciones (6.4), (6.5) y (6.6), hasta conseguir cumplir la condición impuesta por la ecuación 6.11.

### 6.2.3 Geometrías valoradas y tabla de resultados.

Con las ecuaciones calculadas en el apartado anterior se realiza un script en Matlab, que viene recogido en el ANEXO III (2) del presente proyecto. Este

script es capaz de calcular los valores de  $\Delta P_{mani}$  y  $V_{exit,i}$ , para una geometría concreta del tubo insertado en el distribuidor ( $L_{om}, D_{om}$ ) y un rango de valores de  $V_{exit,9}$ .

El rango de valores  $V_{exit,9}$  viene impuesto por la instalación, quedando por definir la geometría de los tubos. Se valoran los tubos existentes en el mercado con diámetros interiores ( $D_{om}$ ) menores de  $0,55mm$  y con diámetros exteriores próximos al valor del diámetro interior de la salida barbada-roscada del distribuidor, característica importante, como veremos más adelante, para fijar el tubo a la salida del distribuidor.

Los diámetros  $D_{om}$  de los tubos seleccionados son:  $406.4\mu m$ ,  $304.8\mu m$ ,  $254\mu m$  y  $177.8\mu m$ . La longitud del tubo se mantiene constante en este diseño previo, dejándose como parámetro geométrico para ajustar los resultados obtenidos una vez se hayan seleccionado un diámetro.

Los resultados obtenidos son:

<i>Diámetros comerciales (<math>\mu m</math>)</i> <i><math>L_{om} = 4\text{ cm}</math></i>	<i>Velocidad de salida <math>V_{exit,1}</math> máxima alcanzable a 4.5 atm (m/s)</i>	<i>Diferencia de velocidades con <math>V_{exit,9} = 6\text{ mm/s}</math> (%)</i>	<i>Diferencia de velocidades con <math>V_{exit,9} = 0.6\text{ m/s}</math> (%)</i>
<b>177.8</b>	0.176	18	0 (65 atm)
<b>254</b>	0.356	95	0.2 (12 atm)
<b>304.8</b>	0.55	>100%	0.4 (6 atm)
<b>406.4</b>	0.6	>100%	1.65 (1.3 atm)

**Tabla 6.1:** Velocidades de salida y diferencias de velocidades para diferentes geometrías

En la tabla 6.1 se muestra, para tubos de longitud constante  $L_{om} = 4\text{ cm}$ , la velocidad existente en la salida del inyector antes de alcanzar presiones próximas a la máxima presión del distribuidor (5 atm), así como la diferencia porcentual de la velocidad de salida de inyectores que se encuentran en las líneas 1-9, definida como  $\Delta V = 100 \cdot (V_{exit,1} - V_{exit,9}/V_{exit,1})$ . Hacer notar que, los buenos resultados obtenidos para la velocidad de salida  $V_{exit,9} = 0.6\text{ m/s}$ , no son aplicables en la realidad, al generarse presiones en el distribuidor muy superiores a las que es capaz de soportar.

En la tabla se puede observar que mientras que el tubo de  $177.8\mu m$  es el único que da lugar a diferencias de velocidad próximas al 18% cuando el sistema está operando a bajas velocidades, tan sólo es capaz de alcanzar velocidades de

salida inferiores a los 0.176 m/s, antes que el distribuidor llegue a su presión máxima admisible de trabajo (llegar a 0.6m/s supondría una presión en el distribuidor de 65 atm).

Es por ello que, ante los resultados obtenidos, se plantea como única solución posible dividir el rango de velocidades de funcionamiento del sistema en dos partes, diseñando dos tipos de geometrías de tubos ( $L_{om}$ ,  $D_{om}$ ) distintas, una para que la instalación opere a velocidades inferiores a los 0.1 m/s, y una segunda geometría que permita operar el sistema a la máxima velocidad de 0.6 m/s. Adoptar esta solución supone por tanto, la necesidad de disponer de dos distribuidores reemplazables, uno de para cada rango de velocidades.

Los diámetros seleccionados para cada uno de los distribuidores a construir son:  $177.8 \mu m$ , que como ya mencionamos es el único que da porcentajes de error admisibles a bajas velocidades, y  $304.8 \mu m$  para el rango de altas velocidades.

Aunque las presiones alcanzadas en el distribuidor al incluir tubos  $304.8 \mu m$  están algo por encima de las admisibles, se pudo conseguir, mediante un recorte en su longitud, ajustarse a los límites establecidos. La selección de un tubo de diámetro mayor a  $304.8 \mu m$  queda descartada, al conseguir una presurización del sistema de distribución de agua por debajo de la deseable.

### **6.3 Solución Adoptada: Cálculo de $L_{om}$ .**

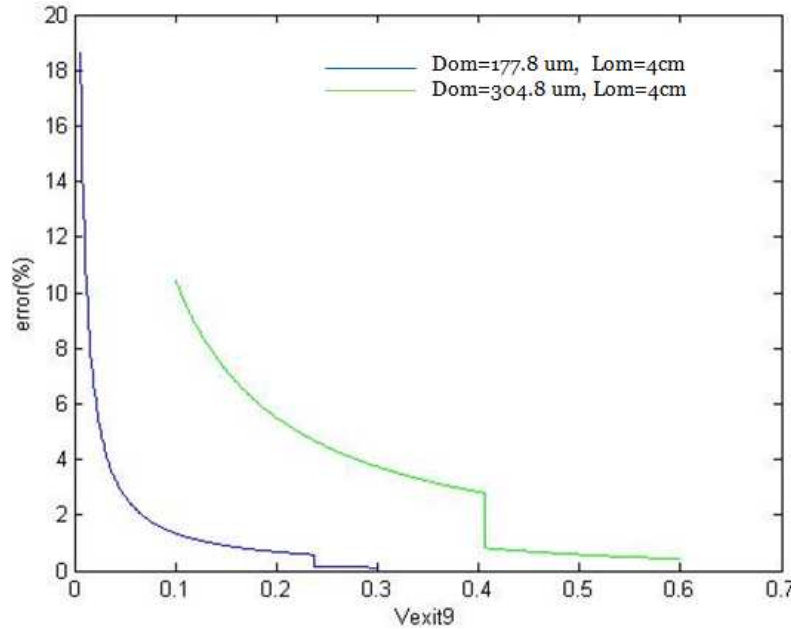
Seleccionados los diámetros de los distribuidores de baja y alta velocidad queda establecer la longitud  $L_{om}$ , que va a permitir ajustarse al rango de presiones admisibles en el distribuidor, minimizando la diferencia de velocidades existente entre las líneas de inyectores.

Hasta este momento se han realizando los cálculos utilizando una longitud única para todas las salidas barbadadas-roscaadas del distribuidor. Este planeamiento no es óptimo, ya que, a igualdad de geometrías, la velocidad de salida de los inyectores que se encuentran más próximos al suelo (línea 1), siempre van a inyectar una mayor cantidad de agua, al verse favorecidas por una mayor diferencia de alturas.

Es por ello que se plantea introducir una diferencia de longitudes entre los diferentes tubos, de manera que se introduzcan mayores pérdidas de carga (tubos de mayor longitud), en aquellas líneas que se ven beneficiadas por estar posicionadas en posiciones más bajas dentro de la malla.

Del análisis llevado en el apartado anterior se extrae que las mayores diferencias de velocidad tienen lugar cuando se opera al principio del régimen de funcionamiento de la instalación, cosa que tiene sentido, si se considera que

las pérdidas de carga son tanto mayores cuanto mayor es la velocidad de salida del agua. Para corroborar dicha afirmación se muestra la evolución de la diferencia de velocidades existente  $\Delta V$ , para el diámetro  $177.8 \mu\text{m}$  operando entre las velocidades de  $6 \cdot 10^{-3} - 0,3 \text{ m/s}$  y para el diámetro  $304.8 \mu\text{m}$  operando entre el rango de velocidades de  $0.1-0.6 \text{ m/s}$ .



**Figura 6.2:** Evolución de la diferencia porcentual de velocidades  $100 \cdot (V_{exit,1} - V_{exit,9}/V_{exit,1})$  para los diámetros seleccionados

En la gráfica se puede observar como en todo momento la velocidad de salida  $V_{exit,1}$  es mayor que la velocidad  $V_{exit,9}$ , resultado que se puede mejorar variando la longitud de  $L_{om,1}$  respecto a la de  $L_{om,9}$ , de tal manera que se produzca un punto en el rango de funcionamiento del distribuidor en el que la mayor velocidad de salida de los inyectores de la línea 1 se vea frenada por mayores pérdidas de carga, hasta obtener una diferencia de velocidades de salida  $\Delta V = 0$ . Este punto interesa que se encuentre situado con la instalación operando en régimen laminar, momento en el que se obtienen las mayores diferencias. Gráficamente se observa fácilmente dicha afirmación, al producirse, en la transición de régimen laminar a turbulento, un aumento claro de la pérdida de carga, generando el ‘escalón’ existente en la figura, y con ello menores diferencias de velocidad.

Operando de manera similar a la ecuación 6.7 se tiene:

$$g(H - h)(i - 1) + \frac{1}{2}(V_{exit,1}^2 - V_{exit,i}^2) = h_{loss,i} - h_{loss,1} \quad (6.12)$$

Donde bajo el supuesto de que las velocidades de salida sean iguales para todas las líneas de inyectores,  $V_{exit,1} = V_{exit,i} = V_{exit,\Delta V=0}$ , se anula el segundo término de la ecuación, y las pérdidas de carga en el conjunto tubo-inyector

$h_{P_{I,i}} = h_{P_{I,1}}$ , quedando una expresión simplificada para flujo laminar de la forma:

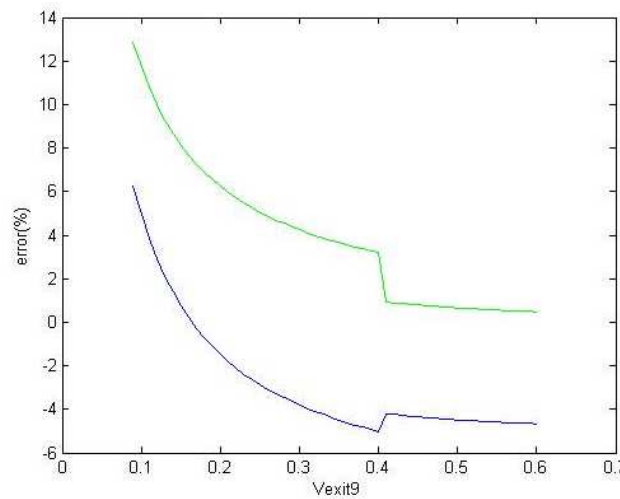
$$g(H-h)(i-1) = \frac{1}{2} V_{exit,i} 64 \nu \frac{D_i^2}{D_{om}^4} (L_{om,i} - L_{om,1})$$

Y despejando  $L_{om,i}$  de la ecuación tenemos que:

$$L_{om,i} = L_{om,1} + \underbrace{\frac{g(H-h)(i-1)D_{om}^4}{32\nu D_i^2 V_{exit,\Delta V=0}}}_{\text{delta-length}} \quad (6.13)$$

Donde  $V_{exit,\Delta V=0}$  es la velocidad que se ha supuesto igual para todas las líneas de inyectores.

A partir de la ecuación 6.13 se puede, dada una geometría concreta de los tubos de la primera línea de inyectores ( $L_{om,1}, D_{om}$ ), definir la velocidad  $V_{exit,\Delta V=0}$  a la que la condición  $\Delta V = 0$  tiene lugar, ajustando los márgenes de error de las posibles soluciones adoptadas.



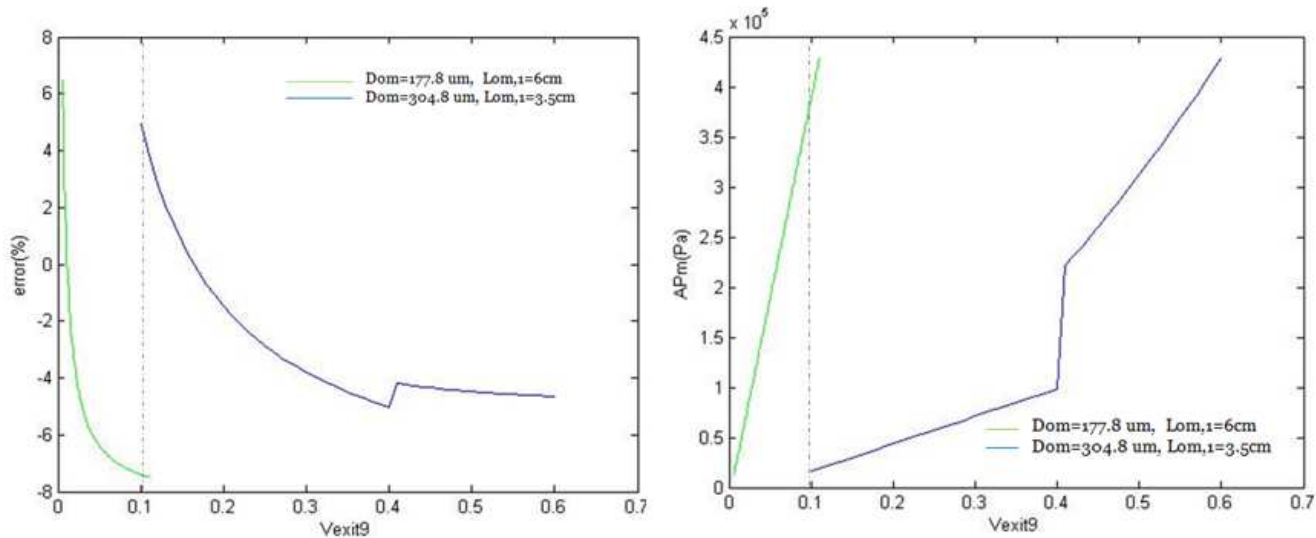
**Figura 6.3:** Mejora de la solución obtenida en la diferencia porcentual de velocidades  $100 \cdot (V_{exit.1} - V_{exit.9}/V_{exit.1})$ , para diámetros  $D_{om}$  iguales, cuando se ajustan las longitudes  $L_{om}$  para operar con  $\Delta V = 0$  a una velocidad  $V_{exit,\Delta V=0} = 0.15 \text{ m/s}$  (azul), comparada con la solución obtenida si todas las longitudes  $L_{om}$  son iguales (verde).

En la figura 6.3 se puede observar la mejora que se puede obtener si se ajustan las longitudes con la ecuación 6.13, para operar a  $\Delta V = 0$ , a una determinada velocidad  $V_{exit,\Delta V=0}$ , dentro del rango laminar.

Por último se procede al cálculo de la solución final, realizando para ello, una batería de casos programados en el mismo script que el apartado anterior, al que se le añade la ecuación 6.13. La batería de casos se corre variando la longitud del tubo  $L_{om,1}$  de 0,5 cm en 0,5 cm, desde 3 hasta 7 cm. Una vez se ha obtenido una solución previa para cada una de las longitudes simuladas, se

ajusta el valor *delta-length* para que la diferencia de velocidades se encuentre contenida dentro del rango lo más pequeño posible.

Tras ejecutar la batería de casos se muestra finalmente el resultado que mejor satisface las condiciones buscadas:



**Figura 6.4:** Valores de la diferencia porcentual de velocidades  $100 \cdot (V_{exit.1} - V_{exit.9}/V_{exit.1})$ , y de la evolución de la presión con la velocidad de salida para las geometrías finales seleccionadas.

Donde como se puede observar en la figura los rangos de trabajo seleccionados para cada uno de los dos distribuidores que se pretenden construir son: de  $6 \cdot 10^{-3} - 0,1 \text{ m/s}$  para el distribuidor de baja velocidad, y de  $0,1 - 0,6 \text{ m/s}$  para el distribuidor de alta. Con los rangos de velocidad barajados, ninguno de los distribuidores alcanza presiones superiores a las 4.5 atm, además de conseguirse diferencias máximas entre las velocidades de salida de las líneas 1 y 9 de un 7%.

Haciendo para finalizar, un cuadro resumen de la solución adoptada tenemos:

DISTRIBUIDOR ALTA-VELOCIDAD		DISTRIBUIDOR BAJA-VELOCIDAD	
$ Error \text{ max} $	$\approx 5\%$	$ Error \text{ max} $	$\approx 7\%$
$L_{om,1}$	3.5 cm	$L_{om,1}$	6 cm
$\Delta length$ (líneas de inyectores consecutivas)	0.4 mm	$\Delta length$ (líneas de inyectores consecutivas)	0.6 mm
Rango de velocidades:	0.1 – 0.6 m/s	Rango de velocidades:	$6 \cdot 10^{-3} - 0,1 \text{ m/s}$
$V_{exit,\Delta V=0}$	0.16 m/s	$V_{exit,\Delta V=0}$	11.35 mm/s
$\Delta P_{max}$	4.3 atm	$\Delta P_{max}$	4,2 atm

**Tabla 6.2:** Parámetros característicos de la solución adoptada.

## 6.4 Tubos adquiridos.

Stainlees Stell 304	<i>Tubos distribuidor de alta velocidad (Ref 51755k19) McMaster-Carr</i>	<i><math>D_{int} = 0.012''</math> <math>D_{ext} = 1/16''</math> Long. Pieza 12" 8 tubos/pieza Total piezas 12</i>
		<i>Precio \$130.92</i>
	<i>Tubos distribuidor de baja velocidad (Ref 51755k32) McMaster-Carr</i>	<i><math>D_{int} = 0.007''</math> <math>D_{ext} = 1/16''</math> Long. Pieza 60" 25 tubos/pieza Total piezas 4</i>
		<i>Precio \$158.88</i>

**Tabla 6.3:** Descripción de los tubos adquiridos

## 6.5 Proceso de Montaje del distribuidor presurizado.

Definida la geometría de los tubos que se pretenden insertar en las salidas barbadadas-roscaadas del distribuidor, se procede a su instalación. En un primer lugar se comienza con la construcción del distribuidor presurizado de alta velocidad. La construcción del distribuidor de baja velocidad, se deja para más adelante, una vez se haya testado el correcto funcionamiento de la solución planteada.

La fijación del tubo a la salida barbada-roscaada se hace con un pegamento especial para piezas sumergidas en agua. Para facilitar el proceso de pegado se utilizan unas arandelas de diámetro interior igual al diámetro exterior del tubo, y diámetro exterior similar al diámetro interior de la parte trasera de la salida barbada-roscaada.

El proceso inserción de los tubos a las salidas barbadadas-roscaadas comprende los siguientes pasos:

1. El corte de los tubos a una dimensión aproximada.



**Figura 6.5:** instrumentación empleada para el corte inicial de los tubos



2. El lijado del tubo a la dimensión característica de cada una de las líneas de inyectores. En total han de ser realizados nueve paquetes de nueve tubos diferentes.

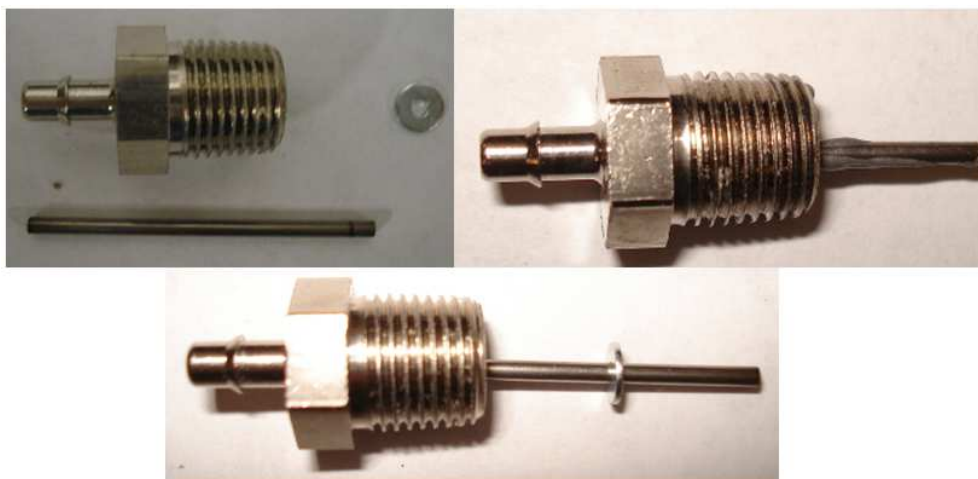
La realización de este proceso entraña dos dificultades: La primera está motivada por la pequeña diferencia de longitudes existente entre tubos de líneas consecutivas de inyectores, del orden de medio milímetro (ver tabla 6.2). Es por ello que se hace necesario el uso de un calibre digital de precisión 1/50 de milímetro. La segunda dificultad está motivada por el pequeño diámetro interior de los tubos, que hace que durante su mecanizado, las pequeñas virutas de material arrancado se fundan en el diámetro interior del tubo, produciendo su obstrucción. Esto hace preciso la refrigeración del tubo durante el proceso de mecanizado, refrigeración que se consigue haciendo circular agua a través de una jeringuilla y un tubo de plástico conectados al tubo que está siendo mecanizado.



**Figura 6.6:** Calibre digital, sistema de refrigeración y lijadora de pie empleados para ajustar el dimensionado final del tubo (se buscan precisiones de 1/10 de milímetro)

3. A continuación se procede al pegado del tubo mecanizado a la conexión barbado-roscada del distribuidor, usando para ello un pegamento marino (J-B Water Weld *ref.JBoo8277 amazon*).

Para facilitar el proceso se usa una arandela metálica que es introducida en el tubo en primer lugar. Luego se añade pegamento sobre la superficie de la arandela que va a estar en contacto con la conexión barbado-roscada para a continuación introducirla dentro de esta. Finalmente se ejerce algo de presión sobre la parte trasera de la arandela, asegurando el correcto pegado del conjunto tubo, arandela y conexión barbado-roscada. La única complejidad de este proceso es la de asegurar que ninguna gota de pegamento se introduce dentro del pequeño diámetro interior del tubo, produciendo su obstrucción.



**Figura 6.7:** Conexión barbado-roscada, tubo y arandela antes de su montaje, conjunto antes de ser encolado y conjunto encolado.

4. Por último, una vez se ha secado el pegamento, se procede al testeo de cada una de las nuevas conexiones construidas, asegurando que no se ha producido la obstrucción de la mismas en ninguno de los procesos anteriores.



**Figura 6.8:** Proceso terminado.

## 6.6 Test de funcionamiento del distribuidor presurizado.

Tras roscar las nuevas conexiones al distribuidor se procede al testeo de su funcionamiento.

En los cálculos realizados hasta ahora se ha tenido en cuenta que el distribuidor se encuentra en posición vertical, cosa que favorece la disminución de la diferencia de velocidades entre líneas de inyectores (ecuación 5.4). Es por ello que, antes de iniciar el testeo definitivo del funcionamiento del distribuidor presurizado, se procede a la construcción de una estructura de madera que permita mantener el distribuidor en la mencionada posición. Con esta estructura se pretende además conseguir que los 162 tubos de poliuretano que

componen los sistemas de distribución de agua y aire se encuentren lo más ordenados posible, al ser preciso conectar cada tubo con su línea de inyectores correspondiente.

La estructura está formada por un marco de madera, al que se fijan los distribuidores mediante cintas de tela.



**Figura 6.9:** Estructura de sujeción de los distribuidores de agua y aire, y cintas de tela de sujeción de los distribuidores (izquierda)

Construida la estructura, se procede a la conexión de los tubos de poliuretano a la malla de inyectores, así como de la conexión del distribuidor al suministro de agua, a un caudalímetro y a un regulador de presión.

Para testear el correcto funcionamiento del distribuidor se realizan tres pruebas:

- *Nozzle test*

En este test se comparan las velocidades de inyección de cada uno de los 81 inyectores, cuando la instalación está operando a la velocidad de diseño a la cual todos los inyectores deberían estar inyectando la misma cantidad de líquido  $V_{exit, \Delta V=0} = 0.16 \text{ m/s}$ , pudiendo identificar y arreglar aquellos inyectores que no están funcionando debidamente. Este test también permite comprobar si los cálculos realizados son coherentes con los datos obtenidos experimentalmente.

- *Wide range operation test*

Realizado el *Nozzle test*, y solucionados los posibles problemas de aquellos inyectores que no funcionen correctamente, se plantea la realización de un segundo test, en el que se seleccionan dos inyectores, uno en la línea 9 de inyectores y otro en la 1, para hacer un barrido de funcionamiento en todo el rango de velocidades de funcionamiento de la instalación. Para el distribuidor de alta velocidad entre 0.1-0.6 m/s.

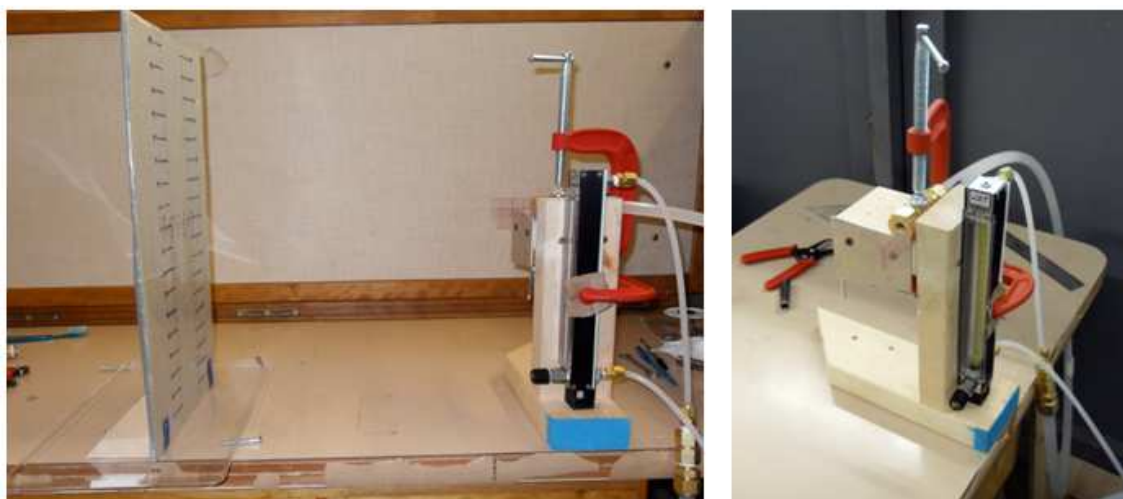
- *Individual fitting test.*

La necesidad de realizar este test surge tras poner en funcionamiento la instalación, al obtener inicialmente resultados muy alejados de los cálculos realizados. Esta situación, a la que en un principio no se encuentra explicación, está finalmente motivada por la suciedad existente dentro del distribuidor, en la que pequeñas virutas de plástico, u otros elementos en suspensión, están obstruyendo aleatoriamente los pequeños diámetros de las conexiones de salida del distribuidor.

*6.6.1 Realización y resultados del ‘individual fitting test’.*

Tras detectar el problema de la existencia de suciedad y partículas en suspensión en el interior del distribuidor se emprenden dos acciones: desenroscar las conexiones barbado-roscadas del distribuidor y proceder a la limpieza del interior del distribuidor mediante agua a alta presión. Esta tarea se ve seriamente dificultada por la imposibilidad de acceder al interior del distribuidor, al encontrarse sus extremos encolados al cuerpo. La segunda tarea es comprobar el grado de obstrucción de cada una de las conexiones barbadas-roscadas.

Para realizar tal comprobación se realiza la siguiente estructura:



**Figura 6.10:** Estructura utilizada durante la realización del ‘individual fitting test’.

Esta estructura está compuesta por una diana reglada de cartón (ver lado izquierdo de la figura 6.10), cuyo origen se encuentra alineado con el centro del acoplamiento NPT-1/4 al que se van a roscar las conexiones barbadas-roscadas (ver lado derecho de la figura 6.10). El acoplamiento NPT-1/4 está conectado a un regulador de presión y a un caudalímetro.

La realización del test consiste, por un lado, en medir la cantidad de caudal que recorre los tubos cuando se fija una presión constante con el

regulador de presión. A mayor grado de obstrucción, menor será el caudal obtenido, siendo preciso la limpieza del tubo. Por otro lado se mide como de alineado se encuentra el chorro con la diana reglada de cartón, ya que obstrucciones justo a la salida del tubo, que producen pequeñas pérdidas de carga y que suelen ser las más frecuentes, producen la desviación del chorro de salida. El nivel de presión del regulador se fija para que, tubos operando correctamente, produzcan un chorro prácticamente recto, y que por tanto impacta con el origen de la diana, al encontrarse alineada con el acoplamiento NPT-1/4.



**Figura 6.11:** Alineación de la diana reglada con la estructura donde se encuentra alojada la conexión barbada-rosca.

Tras detectar las conexiones defectuosas se procede a su limpieza, introduciendo para ello alambres por su diámetro interior.

A continuación se muestran los resultados finales obtenidos, se marcan en verde aquellos inyectores que tuvieron que ser limpiados, y en rojo aquellos que aún estando limpios no consiguieron mejorar su funcionamiento dentro de los valores medios obtenidos para el resto.

#### Individual Fitting Tests

Fitting #	Height (in)	Centering	Flow Rate (flowmeter scale)	Flow Rate (mL/min)	Percent Error
<b>1-1</b>	9,75	0,00	<b>35</b>	268,5	6,9%
<b>1-2</b>	9,75	0,25	37	287,1	
<b>1-3</b>	9,75	0,25	37,5	291,75	4,3%
1-4	9,75	-0,75	39	305,7	
<b>1-5</b>	10	-1,00	<b>36</b>	277,8	
1-6	10	0,50	38	296,4	
1-7	9,75	-0,50	39	305,7	
1-8	9,75	-0,50	39	305,7	
1-9	9,75	0,25	38	296,4	
		AVG	37,61	292,78	



		Std Dev	1,41	13,11		
2-1	10	-0,50	38	296,4	5,2%	
2-2	10	0,75	37,5	291,75		
2-3	9,75	0,00	37	287,1		
2-4	10	0,25	39	305,7		
2-5	9,75	0,00	35,5	273,15		
2-6	9,75	-0,75	37	287,1	3,9%	
2-7	9,75	0,50	36	277,8		
2-8	9,75	-0,75	37,5	291,75		
2-9	10	0,25	39,5	310,35		
		AVG	37,44	291,23		
		Std Dev	1,29	11,96		
3-1	9,75	-0,25	39	305,7	4,8%	
3-2	10	0,25	39	305,7		
3-3	9,75	-1,00	38	296,4		
3-4	10	-1,00	37	287,1		
3-5	10	0,25	38	296,4		
3-6	9,75	0,50	38	296,4		
3-7	10	-1,25	37,5	291,75		
3-8	10	-0,25	36	277,8		
3-9	9,75	-0,25	38	296,4		
		AVG	37,83	294,85		
		Std Dev	0,94	8,70		
4-1	9,75	0,25	38	296,4	3,1%	
4-2	9,75	-0,25	39	305,7		
4-3	10	0,00	36,5	282,45		
4-4	9,75	-0,25	37,5	291,75		
4-5	10	-1,25	38	296,4		
4-6	10	0,75	37	287,1		
4-7	9,75	-0,50	37	287,1		
4-8	10	-0,50	38	296,4		
4-9	9,75	0,00	38	296,4		
		AVG	37,67	293,30		
		Std Dev	0,75	6,98		
5-1	10	-0,25	38,5	301,05	2,7%	
5-2	10	-1,00	39	305,7		
5-3	9,75	-0,25	38	296,4		
5-4	9,75	0,50	41	323,2		
5-5	10	-1,25	39	305,7		
5-6	9,75	0,25	38	296,4	2,7%	
5-7	9,75	0,25	39	305,7		
5-8	9,75	-1,25	40	315		
5-9	9,75	0,25	39	305,7		
		AVG	39,06	306,09		
		Std Dev	0,95	8,56		
6-1	9,75	-0,25	40,5	319,1		
6-2	10	0,00	42	331,4		
6-3			37,5	291,75		
6-4	9,75	0,50	41	323,2		

6-5	10	-0,75	<b>37</b>	287,1	5,8%
6-6	10	-0,25	<b>41,5</b>	327,3	
6-7	10	-1,25	39	305,7	
6-8	10	0,50	38,5	301,05	
6-9	9,75	0,00	<b>36,5</b>	282,45	7,1%
		AVG	39,28	307,67	
		Std Dev	2,05	18,31	
7-1	10	0,10	<b>37,5</b>	291,75	4,5%
7-2	10	0,75	<b>37</b>	287,1	5,8%
<b>7-3</b>	10	0,25	39	305,7	
7-4	10	-1,00	<b>41</b>	323,2	
<b>7-5</b>	10	-1,50	39	305,7	
<b>7-6</b>	10	0,50	<b>41</b>	323,2	
7-7	10	-1,00	40	315	
7-8	10	-0,25	40	315	
7-9	9,75	0,00	39	305,7	
		AVG	39,28	308,04	
		Std Dev	1,39	12,63	
8-1	9,75	-0,25	40	315	
8-2	10	-0,75	39,5	310,35	
8-3	9,75	0,00	<b>37</b>	287,1	5,1%
8-4	10	0,50	39,5	310,35	
8-5			38,5	301,05	
8-6	10	0,50	<b>37</b>	287,1	5,1%
8-7	10	-0,25	<b>40,5</b>	319,1	
8-8	10,25	-1,50	38	296,4	
8-9	10	-1,50	<b>41</b>	323,2	
		AVG	39,00	305,52	
		Std Dev	1,46	13,30	
9-1	9,75	0,00	38	296,4	
9-2	9,75	-0,25	40	315	
<b>9-3</b>	10	-1,00	<b>37,5</b>	291,75	4,9%
9-4	10	0,50	40	315	
9-5	10	0,75	<b>36,5</b>	282,45	7,5%
9-6	10	-0,25	<b>41,5</b>	327,3	
9-7	10	-1,50	41	323,2	
<b>9-8</b>	10	-0,50	41	323,2	
9-9	9,75	-0,25	39,5	310,35	
		AVG	39,44	309,41	
		Std Dev	1,74	15,70	

**Tabla 6.4:** Resultados obtenidos en el 'individual fitting test'. El inyector 1-1 se corresponde al inyector izquierdo de la fila inferior de la malla, y así sucesivamente (se sigue el esquema de numeración de la figura 5.10)

La causa por la que, aún estado los tubos limpios, se encuentran diferencias entre los valores de caudal obtenidos, es que probablemente, durante el proceso de mecanizado, se introducen pequeñas diferencias en la longitud de unos tubos que teóricamente habrían de ser iguales. Aún así, los errores obtenidos no superan en ningún caso valores superiores al 8%. El resultado obtenido se considera un resultado aceptable, si se tiene en cuenta que

la solución planteada introduce de por sí, errores entre líneas de inyectores de un 5% (ver tabla 6.3).

### 6.6.2 Realización y resultados del 'Nozzle test'.

Una vez se ha limpiado cualquier impureza que pudiese existir en el distribuidor, se procede a medir la cantidad real de agua que inyectan cada uno de los 81 inyectores cuándo se le suministra al distribuidor un caudal total de  $Q_t = 0.3631 \text{ Gallon/min}$ , que teóricamente, habría de generar un flujo de agua de  $V_{exit, \Delta V=0} = 0.16 \text{ m/s}$  idéntico para los 81 inyectores. El objetivo final del test es ver como de lejos está la predicción teórica de la realidad.

Para ello, tras volver a roscar las conexiones barbadadas-roscadas al distribuidor, y ajustar la instalación para que funcione en el punto de funcionamiento mencionado anteriormente, se procede a contabilizar la cantidad de agua inyectada por cada inyector, usando para ello un recipiente, un cronómetro y una báscula de precisión.

Se realizan 81 experimentos en los que se recoge, durante un tiempo concreto, el agua arrojada por cada uno de los inyectores, esta agua es pesada posteriormente. Del tiempo y la masa de agua recogida se extrae el caudal de cada inyector. Los resultados son mostrados en la siguiente tabla:

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	17,063	15,146	16,894	19,491	15,384	17,658	12,266	12,474	17,093
2	17,244	16,372	16,402	18,803	17,657	15,398	16,086	16,248	15,763
3	17,723	14,164	18,039	19,92	17,104	17,23	16,816	13,88	15,803
4	18,934	17,134	16,793	18,663	16,735	18,078	16	16,706	17,537
5	18,28	16,512	16,846	17,867	17,356	17,629	17,254	17,83	16,434
6	18,579	17,68	18,014	18,256	16,18	19,457	13,325	17,23	17,552
7	18,431	18,068	17,294	17,77	17,676	17,707	18,28	17,848	18,469
8	18,207	17,798	18,978	18,747	18,225	16,505	14,48	18,524	18,531
9	18,73	18,632	18,608	19,46	19,618	17,305	18,46	19,69	15,834

**Tabla 6.5:** Valor de caudal en gr/min medido en cada uno de los inyectores. El 1-1 se corresponde al inyector izquierdo de la fila inferior de la malla, y así sucesivamente (se sigue el esquema de numeración de la figura 5.10).

En esta tabla se muestran los resultados obtenidos, donde el valor teórico que habría de obtenerse para todos ellos es de 16,97 gr/min. Se marcan en rojo aquellos inyectores que tras ser inspeccionados y reparados, siguen dando valores por debajo del resto, lo que hace presuponer pérdidas de carga adicionales en los tubos de conexión o en otros elementos del sistema que no ha



sido posible detectar. Las diferencias tanto en inyectores que generan un caudal por encima del debido o por debajo de este, también pueden ser motivadas por errores cometidos durante el proceso de mecanizado, en el que se exigía altos valores de precisión (del orden de 1/10 milímetro). Por último hacer notar que los valores de caudal son, en general, mayores a los que se suponían al realzar los cálculos teóricos, lo que lleva a la conclusión de que estos sobreestiman el valor de pérdida de carga obtenido en la instalación (cosa que se corrobora en la realización del siguiente test). Aún así los errores cometidos son aceptables, siendo el error máximo el encontrado en el inyector 1-7, de un 27%, y siendo la desviación estándar próxima a la unidad. Haciendo un cuadro resumen tenemos:

- Caudal teórico de todos los inyectores	16,96 gr/min
- Error máximo encontrado en la realidad	27,68 % (inyector 1-7)
- Caudal medio	17,31 gr/min
- Desviación estándar	1,54

### 6.6.3 Realización y resultados del 'Wide range operation test'.

Se realiza un último test en el que, en todo el rango de funcionamiento del distribuidor de alta velocidad, se mide la presión existente y el caudal que entra en el mismo, así como la cantidad de agua inyectada por inyectores situados en las líneas 1 y 9.

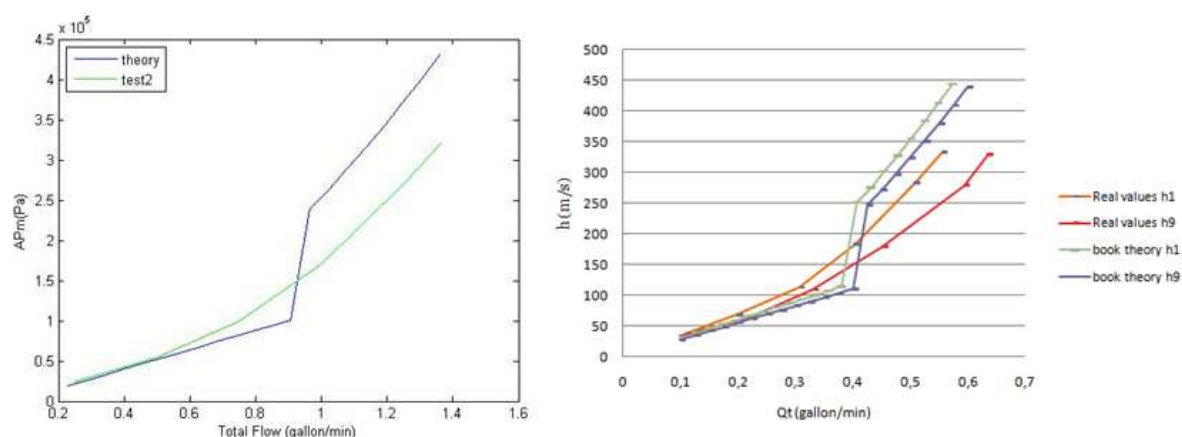
Para llevar a cabo el experimento se instala un regulador de presión y un caudalímetro, y se barre el rango de operación de la instalación, variando el caudal total suministrado al distribuidor de 0.25 en 0.25 galloes/min. El barrido se realiza midiendo los tres parámetros anteriormente mencionados de presión, caudal y velocidad de salida de los inyectores. Los resultados obtenidos durante el experimento son comparados a los calculados teóricamente, dando lugar a la siguiente tabla:

Qt(Gallon/min)	TEORÍA			EXPERIMENTAL		
	Pm (KPa)	Vexit9(gr/min)	Vexit1(gr/min)	Pm (KPa)	Vexit9(gr/min)	Vexit1(gr/min)
0,250	19	11,6	12,1	30	10,5	11,7
0,499	49	23,3	22,8	50	23,6	21,1
0,749	79	35,0	33,5	100	35,0	32,5
0,999	250	46,7	44,8	170	47,8	42,7
1,248	369	58,3	55,8	260	63,0	53,8
1,362	429	63,6	60,8	310	67,2	58,8

**Tabla 6.6:** Comparación de valores experimentales y teóricos de la presión en el distribuidor y las velocidades de salida de los inyectores en las líneas 1-9, para los distintos valores de caudal

La observación más evidente, al comparar los valores obtenidos, es la diferencia existente entre los valores de presión que habría de esperarse en el

distribuidor y los que finalmente acaba habiendo, algo por debajo de lo esperado. La explicación se encuentra en los valores de los números de Reynolds, entre  $Re_{om} \approx 740 - 4430$ , del flujo que circula por los tubos insertados en las salidas barbadas-roscadas del distribuidor. Estos valores se encuentran dentro del intervalo de transición del flujo, en los que puede esperarse un comportamiento tanto laminar como turbulento (o una mezcla inestable de ambos), dependiendo de las circunstancias específicas presentes, dificultando una adecuada estimación de los coeficientes de fricción. Superponiendo la gráfica teórica realizada durante los cálculos teóricos (figura 6.4), con los datos experimentales obtenidos se tiene:



**Figura 6.12:** Evolución teórica y real de la presión en el distribuidor para los caudales de la instalación (izquierda). Evolución de la pérdida de carga para las líneas de inyectores 1-9 (derecha).

El cálculo de la pérdida de carga (gráfica de la derecha) se consigue introduciendo en la ecuación 6.1 los valores obtenidos experimentalmente. En los gráficos se observa como el valor de la presión y la pérdida de carga es muy parecido en la región laminar, pero queda sobreestimado en la región turbulenta.

Comparando los errores iniciales con los errores obtenidos experimentalmente, por la mala estimación de los coeficientes de fricción en el paso de régimen laminar a turbulento, tenemos:

<b>Teoría</b> Error $V_9 - V_1$ (%)	<b>Experimental</b> Error $V_9 - V_1$ (%)
4	-11
2	11
4	7
4	11
4	15
4	13

**Tabla 6.7:** Errores esperados teóricamente y errores obtenidos experimentalmente.

Se observa como la mala estimación de los coeficientes de fricción, genera una menor presurización del distribuidor, y con ello mayores errores de los que

se esperaban inicialmente, si bien, estos errores, no sólo está motivados por dicho efecto, ya que otro elevado número de parámetros están entrando en juego, como son: la precisión del mecanizado, la limpieza del sistema, posibles pérdidas de carga adicionales por elementos menores no considerados como el regulador de presión o el caudalímetro, y en última instancia la baja precisión del barómetro utilizado. Todas estas incertidumbres hacen adoptar como buena la solución planteada a lo largo de todo este capítulo.

## **6.7 Problemas durante la operación del distribuidor de PVC presurizado.**

Aunque los resultados anteriormente planteados solucionan el problema de la falta de homogeneidad en la cantidad de agua inyectada entre las diferentes líneas de inyectores, una serie de problemas surgidos durante la operación del distribuidor acaban con la decisión su sustitución, por nuevos distribuidores de aluminio, con los que se pretende eliminar los siguientes inconvenientes:

- *Problemas de inclusiones:* Los distribuidores actuales consisten en dos tubos de PVC a los que se les ha roscado y pegado dos tapones en ambos extremos. Este diseño imposibilita el acceso a su interior, y con ello una apropiada limpieza de las pequeñas partículas alojadas en su interior. Aún sometiendo el distribuidor a una limpieza con agua a presión, introducida por la rosca NPT-5/8 de alimentación de agua (figura 5.8), las pequeñas partículas existentes en su interior acaban obstruyendo aleatoriamente algunos de los tubos insertados en las salidas del distribuidor, rompiendo la homogeneidad de la inyección.
- *Deformación y mala calidad del roscado PVC-metal:* Al incrementarse la presión en los distribuidores, se detectan pequeñas deformaciones, produciéndose el goteo por algunas de las juntas y de las conexiones barbadas-rosca del distribuidor. Este goteo se debe, además de a las pequeñas deformaciones sufridas por el distribuidor, a la mala calidad de la unión que se produce entre elementos roscados de PVC-metal, en el que, si no se realiza cuidadosamente el proceso de roscado-desroscado de las conexiones, se producen daños en la rosca de PVC, al ser esta de un material más blando.

La combinación de suciedad en el interior del distribuidor y el delicado proceso de roscado de las conexiones, da lugar a una mala combinación de problemas, en los que, por un lado, una conexión barbada-rosca acaba obstruida, lo que hace preciso su inspección y limpieza, y con ello su roscado y desenroscado y, por el otro lado, cada vez que se realiza este proceso las roscas

de PVC se ven dañadas parcialmente, produciendo nuevas fuentes de goteo y, a largo plazo, su debilitación y ruptura.

Por ello, se plantea la fabricación de unos nuevos distribuidores de aluminio, que permitan un fácil acceso a la limpieza de su interior, que no se deformen, y que permitan realizar un roscado metal-metal más efectivo.

## 6.8 Distribuidores de aluminio.

El principal objetivo que motiva la construcción de nuevos distribuidores es asegurar que no existan en su interior pequeñas partículas suspendidas que den como resultado la obstrucción de alguna de las conexiones barbadas roscadas. Con tal finalidad, el material elegido para su construcción es el aluminio, que permite asegurar que no se van a generar pequeñas partículas de óxido a lo largo de la vida útil del distribuidor. También se pretende realizar un diseño que permita un fácil acceso a su interior. El esquema seguido es el siguiente:



**Figura 6.13:** Boceto del tipo de distribuidor que se quiere construir.

El distribuidor construido va a estar compuesto por un tubo de aluminio al que se le practican 81 roscados de manera similar a la que se hizo con los distribuidores de PVC. A continuación se le sueldan dos ‘aros’ perforados, a los que posteriormente se atornillan las tapas que van a cerrar el distribuidor.

Las decisiones de diseño que han de tomarse son: seleccionar el espesor del tubo de aluminio que se pretende utilizar y su radio, el espesor de los aros y tapas que cierran el distribuidor en sus extremos y finalmente el número de tornillos que son necesarios para que este aguante sin problemas las presiones de trabajo a las que va a ser sometido. Además, dada la complejidad de soldar aluminio ha de seleccionarse aluminios específicos de fácil soldado.

La realización de los cálculos y tareas mencionados, son contratados al taller de estructuras metálicas de la UW, que permite, a un bajo coste, suministrar un producto final de mayor calidad que el que podría obtenerse si se realizase en el laboratorio. Es por ello que los cálculos y acciones realizadas no quedan recogidos en este proyecto, pudiendo encontrar en [24] una guía para el cálculo de este tipo de distribuidores.

### 6.8.1 Cálculo de la altura del distribuidor.

Antes de encargar la realización del distribuidor, se propone la posibilidad de variar la distancia  $H$  de separación entre líneas de inyectores en el distribuidor (ver figura 5.15 y ecuación 6.7) de tal manera que se vean reducidas las diferencias de los distintos valores del caudal de salida de inyectores situados a diferentes alturas de la malla.

Para ver el efecto que la variación de la altura ejerce sobre los errores recogidos en la tabla 6.7, se plantea en primer lugar, corregir el valor del coeficiente de fricción y la pérdida de carga, ya que, como vimos en el apartado 6.6.3, la aplicación de las ecuaciones obtenidas de [23], no están dando un buen resultado, al operar la instalación en régimen transitorio.

La corrección del coeficiente de fricción se consigue mediante una interpolación de los valores reales obtenidos, procediendo de la siguiente manera: a partir de la ecuación (6.1) es posible escribir lo siguiente:

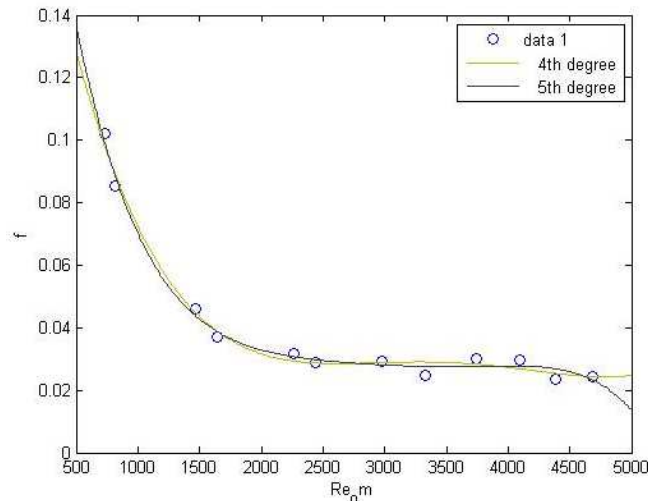
$$h_{om,i_{exp}} = \frac{\Delta P_{regu}}{\rho} - \rho g[(i-1)(h-H) - \Delta H_1] - \rho \frac{v_{exit,i_{exp}}^2}{2} - h_{p-i_{exp}} \quad (6.14)$$

Donde a partir de los valores experimentales de presión medidos en el regulador, y de los valores de velocidad de salida del inyector, es posible determinar los valores de pérdida de carga que se están produciendo a la salida del distribuidor. La pérdida de carga en el tubo de poliuretano y el inyector  $h_{p-i_{exp}}$  se considera bien calculada, al encontrarse en todo momento en régimen laminar, y por tanto, con coeficientes de fricción bien definidos, calculado su valor sin más que introducir los valores de velocidad, medidos experimentalmente en la ecuación (6.3).

Obtenida la pérdida de carga se pueden obtener los coeficientes de fricción para cada uno de los pares de datos presión-velocidad extraídos durante el 'Wide range operation test', si tenemos en cuenta que:

$$f_{exp} = \frac{h_{om,i_{exp}} \cdot D_{om}}{\left( \frac{v_{exit,i_{exp}}^2}{2} \right) \cdot L_{om,i}} \quad (6.15)$$

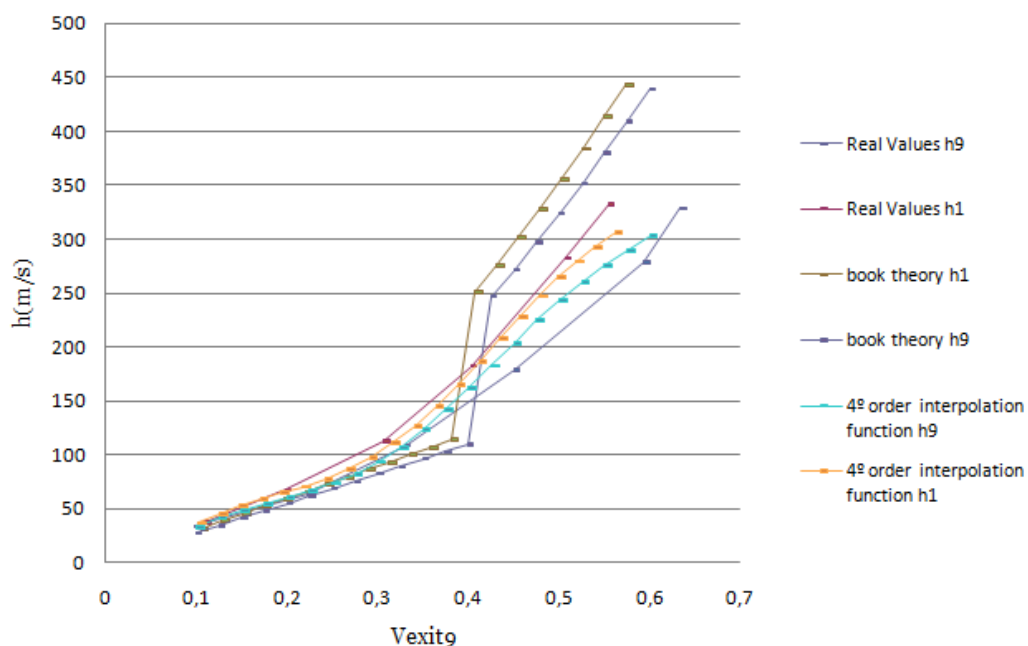
Y haciendo una interpolación de los valores obtenidos experimentalmente en función del Reynolds, se obtiene la siguiente curva adimensional:



**Figura 6.14:** Interpolación polinómica del coeficiente de fricción experimental  $f_{exp}$  con respecto al Reynolds existente a la salida del distribuidor  $Re_{om}$ .

Donde los polinomios que mejor interpolan los puntos experimentales son los de cuarto y quinto grado. El cálculo detallado realizado para obtener esta curva viene recogido en el ANEXO III (c) del proyecto. De la interpolación se extrae una nueva función  $f_{exp} = f(Re)$ , con la que se pretende aproximar de una manera más precisa el comportamiento de la pérdida de carga de la salida del distribuidor.

Para valorar la precisión de la aproximación realizada, se plantea comparar los valores de pérdida de carga obtenidos con la nueva función, con los valores anteriores extraídos de [23], y con los que realmente se extraen experimentalmente, obteniendo la siguiente gráfica:



**Figura 6.15:** Valores de pérdida de carga obtenidos a la salida del distribuidor al emplear una interpolación polinómica de cuarto grado, la teoría recogida en [23] y los datos experimentales.

En la figura 6.14 se puede comprobar cómo el uso de la función interpolada de los coeficientes de fricción, arroja valores de pérdida de carga más próximos a la realidad que los obtenidos en las expresiones teóricas, sobre todo con la instalación operando en los valores medios del rango de velocidades de salida, momento en el cual tiene lugar la transición de régimen laminar a turbulento. Sin embargo hay que tener cuidado con los resultados obtenidos, ya que la curva es interpolada a partir de pocos puntos experimentales, y por tanto deja de tener un buen comportamiento en los extremos del rango de velocidades. Esta afirmación se hace evidente sobre todo para altos números de Reynolds, en los que se puede observar una tendencia de la función contraria a la que existe en la realidad.

Finalmente se sustituyen las funciones teóricas de los factores de fricción empleadas en los cálculos del apartado 6.2.3, por esta nueva función interpolada, dando lugar a un tercer y último script en Matlab (ANEXO III c), que, al igual que el realizado anteriormente, es capaz de calcular los valores de  $V_{exit.i}$ , para una geometría concreta del distribuidor ( $L_{om}$ ,  $D_{om}$ ,  $H$ ,  $h$ , etc.), una vez se han fijado los valores de  $V_{exit.9}$ .

Con la geometría del distribuidor existente en la actualidad, se comparan los valores de  $V_{exit.1}$  obtenidos al ejecutar los scripts c y b del ANEXO III, cuando se introducen los valores experimentales de  $V_{exit.9}$  recogidos en la tabla 6.6, con los valores de  $V_{exit.1}$  existentes en la realidad.

	Experimental	Theory	Theory 2	
Datos iniciales		h (book)	h (4 Order)	h (5 Order)
$V_{exit9}(\text{gr/min})$	$V_{exit1}(\text{gr/min})$	$V_{exit1}(\text{gr/min})$	$V_{exit1}(\text{gr/min})$	$V_{exit1}(\text{gr/min})$
10,5	11,7	11,1	10,8	10,8
23,6	21,1	23,1	22,9	23,0
35,0	32,5	33,6	34,0	33,9
47,8	42,7	45,8	46,2	46,1
63,0	53,8	60,2	58,9	59,6
67,2	58,8	64,2	63,8	59,5

**Tabla 6.8:** Comparación de valores experimentales y teóricos del valor de velocidad en la línea 1 de inyectores, para una velocidad fija de la línea 9.

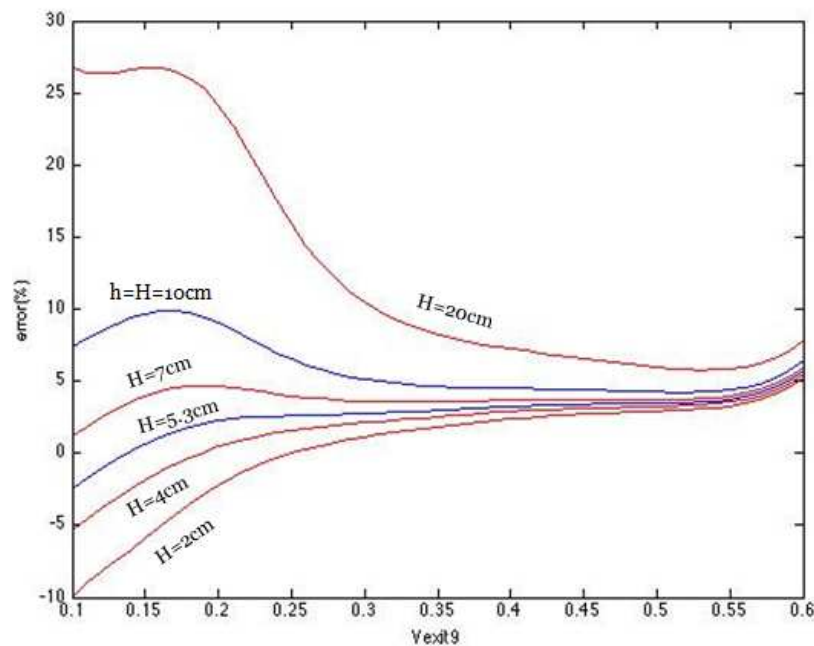
Los resultados mostrados en la tabla 6.8 muestran como aunque existe una cierta mejoría en los resultados obtenidos, sobre todo en las aproximaciones de 4º y 5º orden hacen sobre la pérdida de carga a valores medios y altos de la velocidad, esta mejoría no es tan buena como cabría esperar, cometándose errores que rondan el 8% como queda recogido en la siguiente tabla.

Error $(V_{1r}-V_1)/V_1$ (%)		
h (book)	h (5 Order)	h (4 Order)
6	8	8
-10	-9	-8
-3	-4	-5
-7	-8	-8
-12	-11	-9
-9	-1	-8

**Tabla 6.9:** Errores introducidos por los diferentes coeficientes de fricción al realizar el cálculo de la velocidad  $V_{exit.1}$ , fijada una geometría del distribuidor y unos valores de  $V_{exit.9}$ .

Los resultados obtenidos presentan una escasa mejoría con respecto a la que se obtenía al usar las fórmulas teóricas de [23]. Se cree que la fuente de error en los resultados proviene del escaso número de datos usados durante la interpolación, en la que cada una de las medidas tiene un elevado peso en la forma de la función, siendo esta muy susceptible a posibles errores de medición. La obtención de un mayor número de puntos se ve dificultada por la escasa precisión del barómetro empleado para la toma de datos, siendo este también, un punto más que probable de generación de errores. No obstante, los errores cometidos son los asumidos desde un principio, y por tanto se aceptan como válidos los resultados obtenidos, no realizándose en este apartado nuevas mediciones.

Por último se ejecuta el script (ANEXO III c), barriando diferentes valores del parámetro geométrico  $H$  (ver figura 5.15), dando lugar a la siguiente gráfica:



**Figura 6.16:** Valores de la diferencia porcentual de velocidades  $100 \cdot (V_{exit.1} - V_{exit.9}/V_{exit.1})$ , cuando se varía el valor del parámetro geométrico  $H$ . Para el cálculo se toma la función interpolada de 5º orden de los coeficientes de fricción.



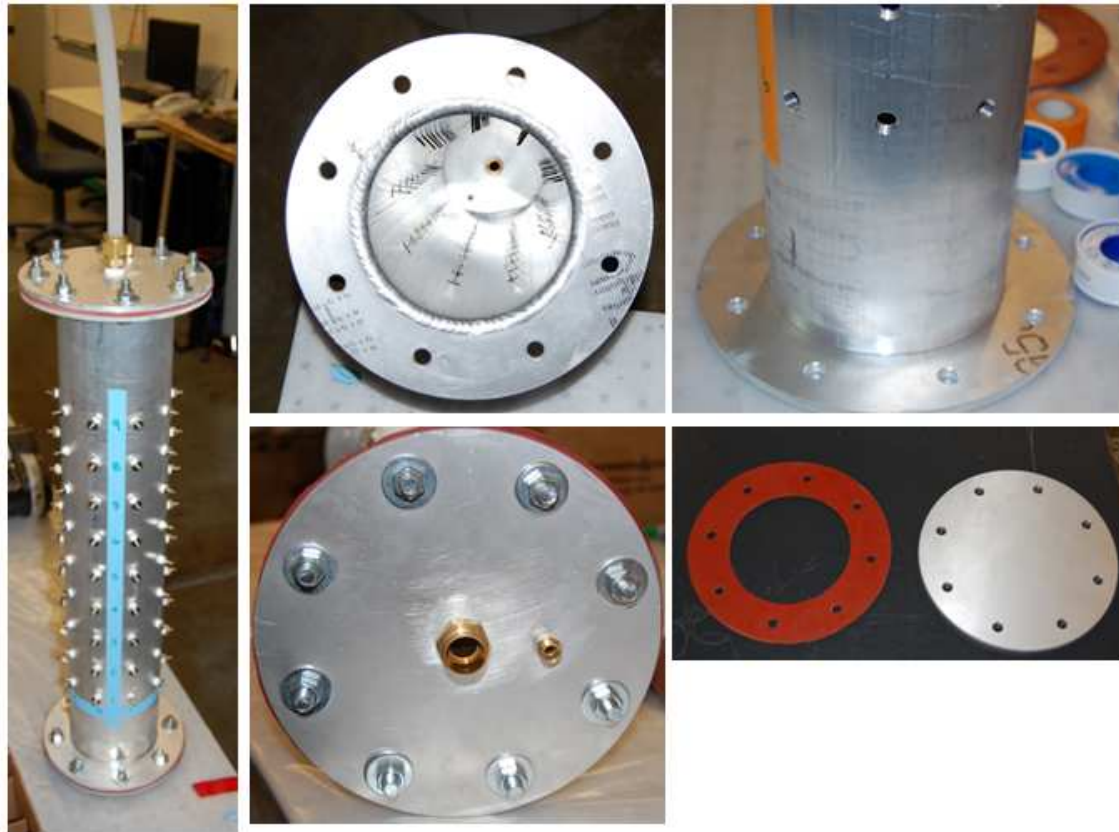
En la figura 6.16 se observa la evolución del error porcentual de velocidades a medida para diferentes valores de la altura. El pico de error que tiene lugar al final del rango de operación está motivado por la mala interpolación que polinomio de 5º grado realiza en esa región (ver figura 6.14). Aún así, asumiendo como válidos los resultados obtenidos, se puede observar que la altura tiene una escasa influencia a altos valores de la velocidad de salida, existiendo una tendencia, en esta región, a adoptar valores de error muy parecidos indistintamente de la altura del distribuidor.

No se puede decir lo mismo cuando se opera a bajas velocidades, en las que el parámetro  $H$  ejerce una mayor influencia. Sin embargo, a estas velocidades, en las que el flujo es laminar, el resultado con el que se consigue minimizar la diferencia porcentual de velocidades, se sigue correspondiendo con el que ya existía en el antiguo distribuidor  $H=5.3\text{ cm}$  (marcado en azul en la figura). Es por ello que se decide mantener la altura de distribuidor igual que la que ya existía.

Este resultado tiene sentido si se considera que el flujo, para ese rango de velocidades, sigue operando en régimen laminar, y los coeficientes de fricción dados por [23] dan, para este régimen, una buena aproximación de la pérdida de carga (ver figura 6.12), llegando por tanto un mismo resultado en ambos estudios.

### 6.9 Forma final del distribuidor presurizado.

La forma final de los distribuidores de aluminio es mostrada a continuación:



**Figura 6.17:** Forma final del distribuidor presurizado de aluminio.

En la figura 6.17 se puede observar el fácil acceso para la limpieza del distribuidor, las diferentes rocas de metal practicadas, la forma de soldadura, las juntas de goma y las tapas de aluminio empleadas para su cierre y la apariencia final del distribuidor tras su montaje.

Los nuevos distribuidores son conectados a la malla de inyectores respetando el orden de las líneas y finalmente la malla de inyectores es introducida dentro del túnel de viento, dando por finalizadas las tareas de acondicionamiento de la parte de la instalación dedicada a generar la turbulencia y las gotas micrométricas, encargadas de simular el flujo multifásico existente en las nubes.

Otras tareas menores siguen quedando pendientes para dar por finalizada definitivamente el acondicionamiento y montaje de la parte experimental de la instalación, sin embargo se planea hacerlas frente más adelante, iniciando en este punto las tareas de instalación del sistema de adquisición de datos, tareas que queda recogidas en el siguiente capítulo.

En la siguiente figura se muestra la apariencia final de la instalación.



**Figura 6.17:** Forma final de la instalación tras introducir la malla de inyectores dentro del túnel de viento.

## **7. Sistemas ópticos de adquisición de datos.**

### **7.1 Introducción.**

Finalizadas las tareas de acondicionamiento y montaje de la parte experimental de la instalación, se da paso al ajuste e instalación de los sistemas de adquisición de datos. Los sistemas ópticos a instalar, como ya ha sido mencionado en el capítulo 4, son dos: un sistema PIV y un sistema de interferometría laser capaz de actuar como PDPA y LDV.

Las tareas de montaje dan inicio con la implantación del láser ión-Argón y del sistema PDPA, con los que se pretende valorar, antes de iniciar de manera definitiva la operación de la instalación, la turbulencia y tamaño de gotas generadas por la instalación, permitiendo contrastar la validez de los cálculos previos realizados (los valores de operación recogidos en la tabla 4.1), con los obtenidos en la realidad.

La delicada implantación del sistema PIV, cuyo ajuste va a ser crítico a la hora de poder analizar los procesos de colisión coalescencia que tienen lugar dentro del flujo multifásico, es pospuesta para más adelante, una vez se ha validado el correcto funcionamiento de la instalación.

Estas tareas se inician en la última parte del periodo de colaboración realizado en la Unniversity of Washington, no quedando concluidas al término del mismo. Es por ello que este capítulo tan solo recoge las tareas relacionadas con la primera parte del proceso de instalación de los sistemas ópticos, en las que se busca ajustar el láser de ión-Argón, y el sistema PDPA. Quedando fuera del alcance del proyecto algunas de las tareas de ajuste del sistema PDPA, y la totalidad de las tareas de ajuste del sistema PIV.

Una descripción detallada de los principios de funcionamiento del láser de Argón, así como del sistema PDPA y LDV, pueden ser encontradas en los ANEXOS I y II, al final del documento, existiendo además en [50], una guía que recoge los fundamentos físicos del sistema PIV. Por último decir que las tareas de ajuste a emprender, vienen claramente especificadas en los manuales de instalación de ambos sistemas [25] y [39], exponiéndose en este capítulo una breve descripción de componentes y tareas que permiten familiarizar al lector con estos sistemas.

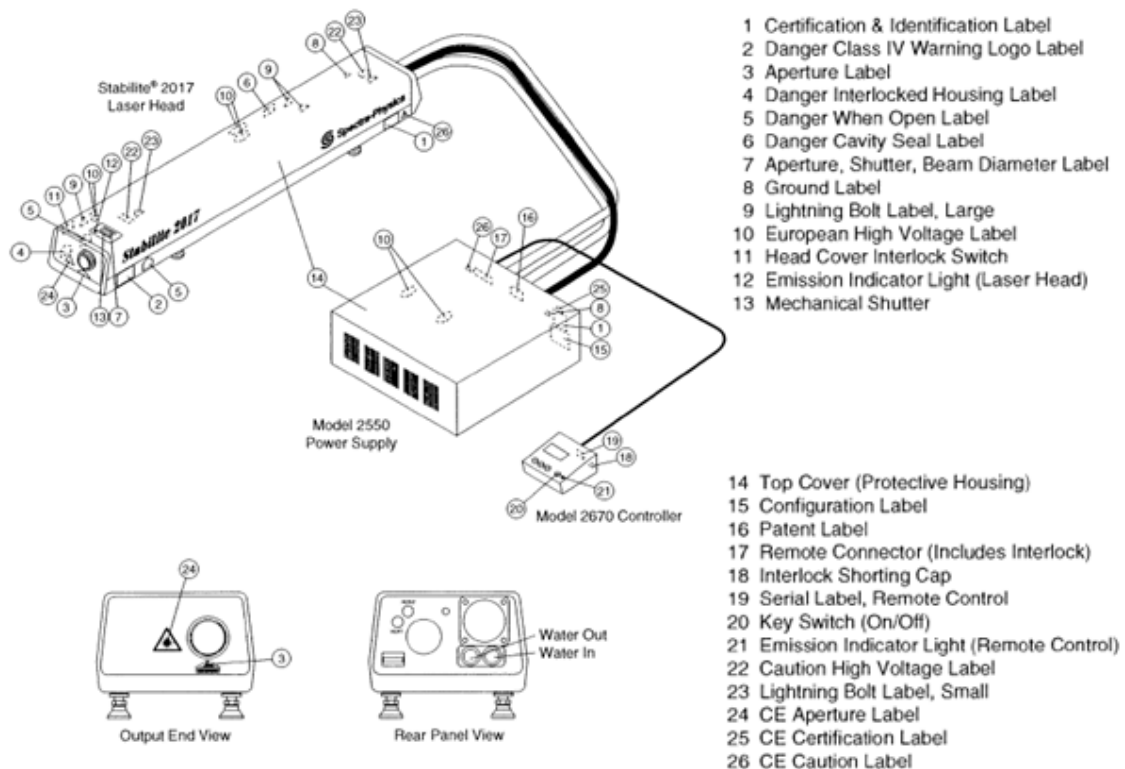
### **7.2 Descripción técnica e instalación del láser Stabilite 2017.**

El papel que juega el láser de ión Argón dentro de los sistemas ópticos de adquisición de datos de la instalación, es el de suministrar a los sistemas PDPA

y PIV, una luz direccional e intensa en el que están presentes las líneas de fluorescencia de mayor intensidad, y en la que el modo transversal del haz tiene una forma Gaussiana (ver ANEXO I).

Los sistemas PIV y PDPA, manipulan a posteriori la luz emitida por el láser, de tal manera que se consigue medir el diámetro, velocidad y trayectoria de las gotas que se encuentran dentro del flujo multifásico que atraviesa la sección de Plexiglás de la instalación, siendo este el objetivo final del sistema de adquisición de datos de la instalación.

Los tres principales bloques, que permiten generar una luz con las características descritas anteriormente y que componen este sistema son: Un cabezal láser, un bloque que le suministra energía y un controlador. La forma y descripción detallada de cada uno de estos bloques viene dada en la siguiente figura:



**Figura 7.1:** Representación y componentes del láser Stabilite 2017 [25]

### 7.2.1 Cabezal del láser.

Los diferentes modos longitudinales en los que puede operar el láser van a depender, como viene recogido en el apartado A1.2.6.1 del ANEXO I, de la longitud de la cavidad y del gas empleado en el medio activo. El láser de la

instalación emplea Argón como medio de excitación, pudiendo operar, en función de las lentes empleadas, en las siguientes líneas de fluorescencia individuales:

514.5 nm	488.0 nm	465.8 nm
501.7 nm	476.5nm	457.9 nm
496.5 nm	472.7 nm	454.5 nm

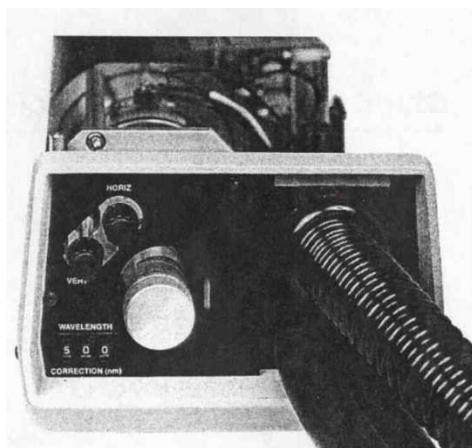
Y, si el sistema óptico, no es ajustado para seleccionar una línea individual de fluorescencia, puede operar en los siguientes modos longitudinales multilínea:

333.6-363 nm	457.9-514.5 nm
--------------	----------------

Como la luz emitida por el cabezal láser va a ser manipulada posteriormente por los sistemas LDV y PDPA, con el fin de obtener el diámetro y velocidad de las gotas introducidas en la instalación, no es necesario seleccionar una línea concreta, configurado el láser para que opere emitiendo en el modo transversal Gaussiano y con un modo longitudinal multilínea que contiene las longitudinales del espectro visible que van del azul al verde (457.9-515.5nm).

El proveedor del láser, suministra e instala la óptica necesaria para que el láser opere en el modo longitudinal demandado por la instalación, no siendo preciso realizar ningún tipo de ajuste en este apartado.

Existen además una serie de controles en la parte posterior del láser que permiten ajustar la posición horizontal y vertical del espejo 100% reflectante de la cavidad (Ver ANEXO I), de tal manera que se pueda alinear la cavidad para que dé la mayor intensidad posible.



**Figura 7.2:** Panel de control de la cabeza del láser.

En la figura 7.2 se pueden observar tres elementos:

1. Un controlador de la longitud de onda: Este controlador permite informar al módulo de control del láser del sistema óptico instalado (del modo longitudinal en el que va a operar la cavidad), permitiendo que dicho módulo de control, pueda leer de una manera precisa la intensidad de los diferentes modos longitudinales de onda, al ajustar la escala del controlador. Para usar el modo longitudinal multilínea entre 457.9-515.5nm, hay que poner dicho controlador en el valor 500.
2. Dos ruedas para el ajuste del espejo 100% de la cavidad: Permiten introducir cambios en la posición vertical y horizontal del espejo, de tal manera que se pueda alcanzar una alineación óptima del tubo de plasma y los espejos que forman la cavidad. Este ajuste hay que realizarlo en el momento en el que se desembala y se empieza a utilizar el láser. Para poder llevar el ajuste se precisa un medidor de potencia electromagnética.
3. Por último se aprecia una rueda metálica, que permite extraer el sistema óptico posterior de la cavidad (prisma y lente 100% reflectante), para su limpieza, o en el caso de necesitar cambiar de modo longitudinal, para reemplazar el sistema óptico por otro distinto.

Por lo tanto dos ajustes se realizan en la cabeza del láser, uno de alineación del espejo 100% reflectante y otro de selección del modo longitudinal deseado.

El ajuste del modo transversal gaussiano se realiza, en teoría, mediante el cierre de la apertura del obturador metálico existente a salida del láser (nº12 en la figura 7.1), hasta obtener una salida en forma gaussiana, aunque en la realidad, se especifica en el manual la posición adecuada que ha de tener el obturador.

### *7.2.2 Suministro de electricidad y agua.*

Para entender la gran cantidad de electricidad que es necesario suministrar a un láser de este tipo, es necesario, en primer lugar, recordar el diagrama de la figura A1.7, recogida en el ANEXO I. En esa figura se ve cómo los átomos del gas contenidos dentro de la cavidad resonante necesitan ser ionizados.

El estado fundamental ionizado del gas está alrededor de 16 [eV] por encima del estado fundamental del átomo neutro de Argón. Esta gran cantidad de energía suministrada para el funcionamiento del láser, no produce acción láser alguna, y da lugar a un bajo rendimiento del láser de Argón (en torno al 0.1 %).

Por otro lado, la ganancia del medio activo en láseres de ión Argón es muy elevada, pudiendo conseguirse, en este tipo de láseres, altas potencias de salida (decenas de vatios en el sistema de la instalación). Además, la potencia de salida, aumenta de forma no lineal con la densidad de corriente en el tubo. Por ello normalmente se usan tubos estrechos (pequeña sección transversal) y corrientes muy altas (100-500 [A/cm<sup>2</sup>]).

Todo ello hace que los láseres de ión Argón requieran líneas exclusivas de potencia eléctrica trifásica.

El encendido del láser de Ión Argón se produce mediante un pulso de alto voltaje (alrededor de 10 Kilovoltios DC) que ioniza el gas Argón, usando para ello condensadores de alta capacidad, que se pueden ver en la figura 7.4 cubiertos por un plástico protector. Después de la ionización, se mantienen unos pocos cientos de voltios DC a través del tubo. Una corriente DC alta (más de 50 Amperios) mantiene la acción láser [36].

La demanda total de electricidad que el fabricante exige suministrar a la instalación es de 208 Vac, que es suministrada, en el caso de nuestra instalación, a través de una línea eléctrica tendida desde el techo (ver figura 7.4)

Las altas densidades de corriente empleadas generan grandes cantidades de calor, que debe ser eliminado del láser, siendo preciso que láseres de Ión Argón tengan sistemas de enfriamiento por agua.

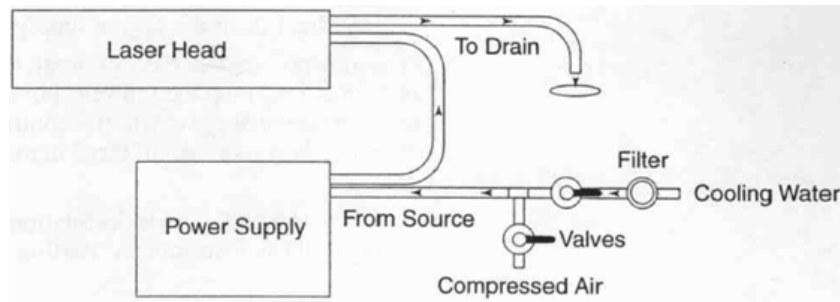
El láser de la instalación opera mediante un sistema de refrigeración en lazo abierto, en el que el agua se extrae directamente de la instalación de agua del edificio, se filtra y se hace circular por el sistema hasta su salida, momento en la que es vertida directamente en un desagüe. La demanda de agua del sistema es de 8.4 l/min, regulada mediante un circuito integrado (tiene una bombilla verde en la figura 7.4) que controla que el sistema de refrigeración suministre el caudal mínimo requerido. Este sistema genera una señal de alerta en el panel de control en el caso de que el suministro de agua sea insuficiente, e incluso corta el sistema si cierta temperatura es alcanzada.

El esquema del sistema de refrigeración y los requerimientos del suministro de agua que el sistema necesita son mostrados a continuación:

Table 5-1: Stabilite 2017 Cooling Water Requirements	
Flow Rate (min)	8.4 l/min (2.2 gal/min)
Inlet Temperature (max)	35°C (95°F)
Differential Pressure (min) <sup>1</sup>	172 kPa (25 psi)
Inlet Pressure (max)	690 kPa (100 psi)
Hardness (max)	<100 ppm calcium
pH Level	7.0 to 8.5
Particulate Size (max) <sup>2</sup>	<200 µm dia.
Heat Load	15 kW (850 Btu/min)

**Tabla 7.1:** Requerimientos del sistema de refrigeración [25].





**Figura 7.3:** Conexiones del sistema de refrigeración [25].

Como se puede extraer de los datos suministrados en la tabla, la carga térmica del sistema no es muy elevada, siendo posible satisfacer la demanda de refrigeración tomando agua directamente de la instalación del edificio (un grifo).

El láser ha sido operado de este modo durante toda la fase de acondicionamiento del laboratorio, sin embargo, se plantea como una opción para su operación en el futuro, la compra de un intercambiador de calor de baja potencia. Los motivos que justifican dicha inversión son: el primero y más evidente, mejorar la eficiencia, y por tanto el consumo de agua. El segundo es la mala calidad del agua suministrada por la instalación del edificio, con la que se prevé un rápido deterioro de los conductos de la instalación, siendo este uno de los motivos de mayor peso a la hora de afrontar el coste de un intercambiador. Y tercero, un mayor control del rango de las temperaturas con las que el agua circula por el sistema, ya que aunque el módulo de control monitoriza la temperatura máxima en la que opera el láser, es recomendable controlar también la temperatura mínima, puesto que agua excesivamente fría circulando por el sistema puede generar condensación en las paredes metálicas de la cavidad resonante, con el consiguiente riesgo para los sistemas eléctricos adyacentes.

### 7.2.3 Fotos de la instalación:



**Figura 7.4:** Cabezal láser en funcionamiento durante su limpieza y ajuste inicial.



**Figura 7.5:** Conexiones de agua y electricidad del sistema.

### 7.3 Descripción técnica e instalación del sistema de Medida TSI-LDV/PDPA.

Una vez realizadas las tareas de instalación y montaje del láser que va a alimentar los sistemas ópticos, se procede, en un último apartado, a la descripción técnica e inicio de la instalación del sistema de medida LDV y PDPA.

El sistema óptico instalado, va a permitir medir tanto el tamaño como dos de las componentes de la velocidad de las partículas que pasan por un volumen de medida, generado mediante la manipulación óptica del haz luminoso suministrado por el láser. Los fundamentos físicos que hacen posible medir ambos parámetros vienen recogidos en el ANEXO II, realizándose a continuación, una descripción de los componentes concretos que forman este sistema.

Las especificaciones generales para los distintos sistemas ofertados por la compañía TSI son recogidos en la siguiente tabla.

Specifications	
Minimum Velocity -150m/s typical	PDPA Receiver Angle ~30 deg or ~150deg for refraction typical User-friendly software calculation of slope factor for all possible angles
Maximum Velocity >1000m/s with FSA4000 Signal Processor	Particle Type Specular (smooth) and spherical, transparent or opaque
Maximum Sample Rate 400MHz (FSA3500) or 800MHz (FSA 4000)	Upgradeability Upgrade path from 1D LDV to 3D PDPA
Maximum Data Rate 100kHz	Components Up to three: 1D, 2D, 3D
Minimum Diameter 0.5µm	Amperage 1.5A @ 100~120VAC, 0.8A @ 220~240VAC
Maximum Diameter ~4mm with XPD50 series beam expander	Voltage 100 ~ 240 VAC
	Operating Temperature 0 ~ 40 deg C

**Tabla 7.2:** Rangos de funcionamientos máximos dados por los sistemas disponibles en TSI.

Donde el rango de valores medibles por los sistemas ofertados, se encuentran muy por encima de los que va a existir en la instalación, con la que se pretende generar un flujo turbulento de velocidad aproximada de 1m/s con una dispersión homogénea de gotas de tamaños entre 10-100  $\mu\text{m}$ .

### 7.3.1 Componentes de los sistemas de medida LDV y PDPA.

Los elementos concretos que componen este sistema adquirido son (ver figura 7.10):

- Un láser de gas Argón ion: Cuya descripción ha sido realizada en el apartado anterior.
- Una caja de transmisión, que divide la luz emitida por el láser en diferentes colores. En concreto para el sistema implantado se adquiere el modelo FBL-2, recomendado para sistemas de PDPA y LDV de dos componentes.



**Figura 7.6:** Caja de transmisión FBL-3 para sistemas de tres componentes de la velocidad [51].

- Una sonda que actúa como emisor y receptor, enfocando, por un lado, la luz proveniente de la caja de transmisión de tal manera que esta genera un volumen de medida, y captando, por el otro, la luz dispersada por las partículas que pasan por dicho volumen. La luz captada por esta sonda es manipulada de tal manera que permite calcular dos de las componentes de la velocidad de la partícula. La sonda empleada por el sistema es la TR50, que permite incorporar lentes ópticas desde x2 hasta x0.5.



**Figura 7.7:** Sonda de transmisión/recepción para dos componentes de la velocidad [51].

- Un fotodetector que filtra las diferentes longitudes de onda (colores) de la señal captada por la sonda y los transforma en impulsos eléctricos de diferente frecuencia. El modelo seleccionado es el PDM1000 LP, y permite gestionar simultáneamente señales de los sistemas LDV y PDPA.



**Figura 7.8:** Fotodetector de la instalación (Potho-Detector Module) PDM [51]

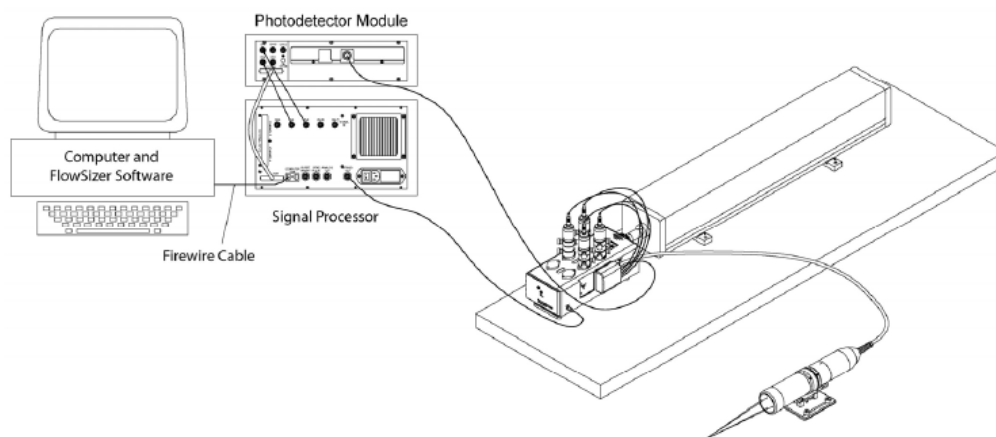
- Un procesador de señales que se encarga de procesar los impulsos eléctricos y transformarlos en un formato digital, además de funcionar como fuente de alimentación para el resto de componentes de la instalación. En concreto para el sistema implantado en la instalación se adquiere el procesador de señales FSA3500 P, adecuado para flujos multifásicos de velocidades menores a los 100 m/s.



**Figura 7.9:** Procesador de señales FSA3500 P [51]

- Software que analiza la señal y genera los resultados de velocidad buscados. El programa suministrado por TSI, permite realizar gráficos y manipular datos dentro de un entorno Windows.

La forma en la que estos componentes van conectados viene recogida en la siguiente figura:



**Figura 7.10:** Componentes del sistema LDV [38].

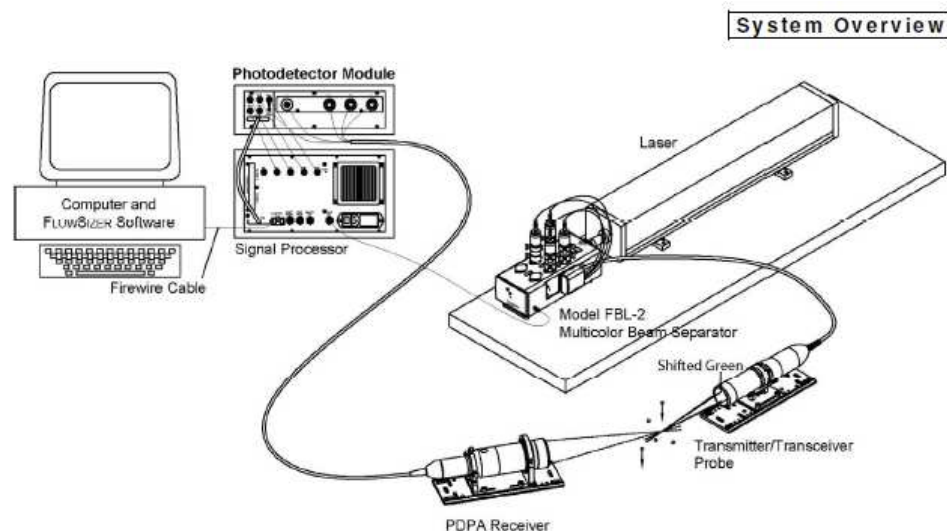
Para poder medir el tamaño de las partículas en el sistema PDPA, es necesario añadir al sistema una sonda adicional, generalmente situada a  $\phi_{st} = 30^\circ$  (ver figura A2.32), posición en la que el primer orden de dispersión de luz de la partícula es predominante sobre el resto, permitiendo la determinación del tamaño de la partícula que dispersa la luz (Ver Anexo II).

La sonda adicional necesaria, la RV 70, indicada, según el fabricante, para uso general para la mayoría de sistemas, tienen la siguiente forma:



**Figura 7.11:** Sonda Receptora RV 70 Series [51].

Si se añade esta sonda al esquema mostrado en la figura 7.10, se obtiene el esquema final del sistema de medida PDPA y LDV.



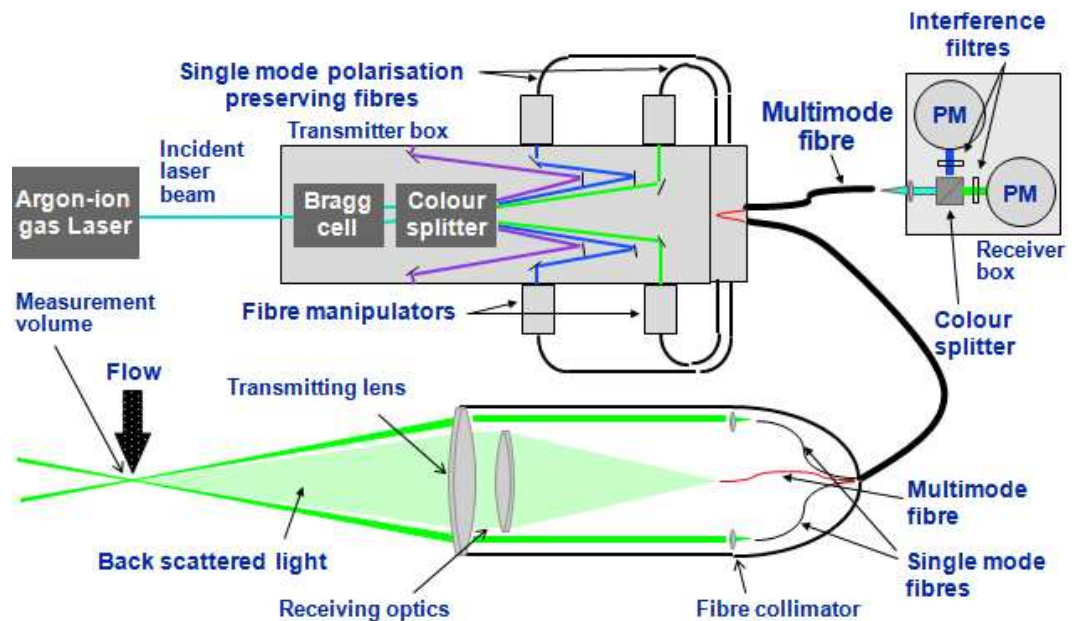
**Figura 7.12:** Componentes del sistema PDPA [38].

Este esquema sigue el mismo modelo que el que se mostraba para la figura 7.10, en el que la sonda emisora/receptora genera un volumen de medida luminoso idéntico al generado para la configuración LDV, siendo la diferencia entre ambos sistemas el procesamiento posterior que cada uno de ellos hace de la luz dispersada por la partícula que pasa el mencionado volumen de medida.

El sistema puede operar simultáneamente como LDV y PDPA, al ser necesario tan solo añadir una sonda de medida adicional. En la siguiente figura se muestra una representación esquemática de cada uno de los componentes



que conforman los bloques en los que, esquemáticamente, ha sido dividido el sistema. El láser queda fuera de esta representación, pudiendo encontrar una descripción detallada de sus componentes en el apartado anterior.



**Figura 7.13:** Esquema del sistema óptico de un sistema LDV con capacidad para medir dos componentes de la velocidad [41]

En este esquema quedan representados todos los componentes comunes de los sistemas PDPA y LDV, quedando pendiente en la representación la sonda receptora adicional empleada en el sistema PDPA, cuyo esquema queda recogido al final del capítulo, en la figura 7.19.

En los siguientes apartados se hace una descripción de cada uno de los componentes mostrados en la figura, así como las tareas de ajuste emprendidas en cada uno de ellos.

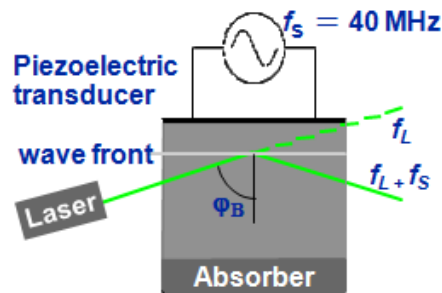
### 7.3.2 Caja de transmisión (Transmitter box).

Este elemento manipula el haz láser incidente, dividiéndolo en colores (diferentes frecuencias), y variando su longitud de onda, de manera que se pueda determinar, una, dos o tres de las componentes de la velocidad y el signo de cada una de ellas. Además se encarga de introducir cada uno de los colores en los que ha sido dividido el haz inicial, en fibras ópticas, que transmiten la luz incidente desde la caja de transmisión hasta la sonda emisora/receptora.

#### - Una célula Bragg:

La misión de esta célula es la de determinar el signo de la velocidad de la partícula que pasa por el volumen de media, mediante el incremento de la

longitud de onda de uno de los dos haces en los que es dividida la luz suministrada por el láser al pasar por la célula (ver figura 7.14).



**Figura 7.14:** Funcionamiento esquemático de una célula Bragg [41]

Esta célula consiste en un cristal de características concretas, al que se le aplica una señal de radiofrecuencia mediante un transductor piezoeléctrico, que genera una onda acústica que se propaga a lo largo del material, propagando contracciones y dilataciones de sentido longitudinal en el medio. Tales variaciones locales e instantáneas de la densidad del medio se traducen en variaciones del índice de refracción. Cuando un determinado haz incidente de luz entra en dicho medio, se ve difractado y dividido en un determinado número de haces distintos, que se caracterizan por presentar variaciones en su longitud de onda [40]. La descripción del modo en el que, a partir de variaciones en la longitud de onda, es posible determinar el signo de la velocidad de la partícula, viene recogido en el apartado de ANEXO II, A2.3.5.

#### - Un divisor de colores:

Permite dividir los dos haces de luz provenientes de la célula Bragg en colores. El elemento más utilizado para dividir la luz en diferentes colores es también las células Bragg, ya que permite integrar este componente y el anterior en uno solo.

La división del haz en colores sólo es necesaria cuando más de una componente de la velocidad pretende ser medida. Así, los sistemas capaces de medir dos componentes de la velocidad generan un segundo volumen de medida a partir de un par de haces de luz de diferente color (diferente longitud de onda) que se cruzan entre sí girados 90 grados con respecto a los anteriores (Ver figura 7.15). Las franjas de interferencia del segundo volumen de medida, están giradas 90 grados con respecto al primero, permitiendo captar el movimiento de la partícula en una dirección perpendicular a la obtenida con el primer volumen de medida.

La luz dispersada por ambos volúmenes de medida es captada en la misma sonda y separada en frecuencias posteriormente en el fotodetector [40].



**Figura 7.15:** Sonda emisora receptora, emitiendo en azul y verde. [41]

En la figura 7.15 se observa como todos los haces en los que es dividido el haz láser incidente se cruzan en un mismo punto, generando un volumen de control con franjas de interferencia perpendiculares entre sí, que permiten medir las dos componentes de la velocidad. Además se observa un quinto haz reflejado, que es el que contiene la información de la que se extrae la velocidad de la partícula.

*- Manipuladores ópticos:*

Estos elementos, formados por prismas regulables, que se encuentran alojados en la parte exterior de la caja de transmisión (ver figura 7.13 y 7.6) permiten, mediante dispositivos manuales, centrar y direccionar, mediante espejos, el haz de luz direccionado a su entrada, de tal manera que la máxima cantidad de luz es introducida dentro de la fibra óptica que se encuentra a su salida, y que conecta la caja de transmisión con la sonda de emisora/receptora. Son necesarios dos manipuladores ópticos por cada una de las componentes de la velocidad que se quiere medir (son necesarios dos haces para formar un volumen de medida), por tanto, cada par manipula uno de los colores en los que es dividido el haz incidente.

*7.3.3 Sonda emisora/receptora:*

La sonda emisora receptora se encarga de generar el volumen de interferencia y de captar la luz dispersada por las partículas que pasan a través de él. La señal luminosa captada es transmitida al fotodetector, y luego al procesador de señales, donde es manipulada para extraer la información de la velocidad de la partícula.

Descomponiendo las funciones de emisión y recepción de la sonda tenemos:

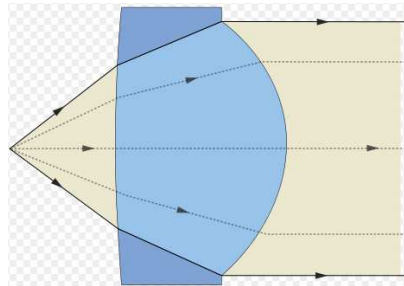


## 1- Emisión:

El principal objetivo de los elementos ópticos que componen la parte de la sonda dedicada a la emisión de luz es el de generar un volumen de medida que presente las características apropiadas para el tipo de flujo multifásico que se pretende medir. Para ello disponen de una serie de lentes con diferentes curvaturas, denominadas en la figura lentes de transmisión, o colimadores.

Las lentes de transmisión permiten enfocar los dos haces luminosos incidentes de tal manera su cruce se produzca a distintas distancias focales. El cruce de los haces se realiza de tal manera que la posición de la muñeca de ambos se encuentra justo en el punto de cruce seleccionado (ver figuras A2.15, A2.17 y A2.32).

Además de generar el volumen de medida, los colimadores también son empleadas para eliminar la divergencia que se produce cuando se produce la salida de los haces transportados mediante fibra óptica. En el esquema mostrado en la figura 7.13 se observa cómo existen colimadores en toda salida de un haz de la fibra óptica.



**Figura 7.16:** Cese de la divergencia del haz mediante un colimador [48].

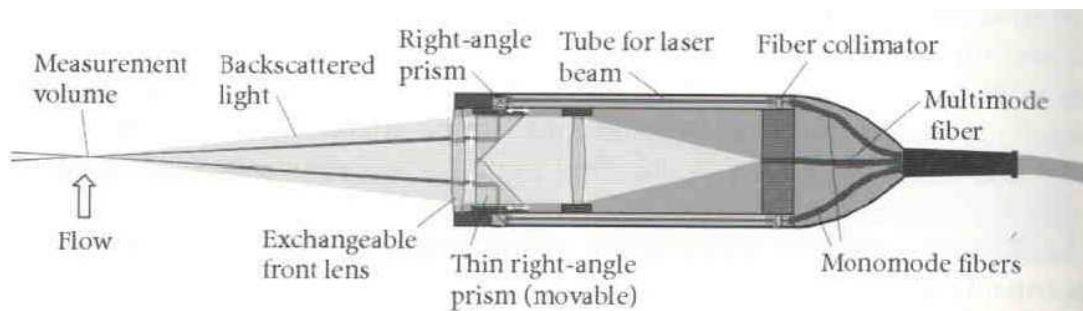
Sólo un par de haces luminosos son mostrados en el esquema del sistema (figura 7.13). La sonda empleada en la instalación, es capaz de gestionar hasta dos pares de haces luminosos simultáneamente, para sistemas que pretendan medir dos componentes de la velocidad (figura 7.15). Una segunda sonda se hace necesaria si se quiere obtener la tercera componente de la velocidad.

## 2- Recepción

Además del sistema de transmisión, la sonda también trae integrada una serie de lentes de recepción. La finalidad de este sistema de lentes es capturar parte de la luz dispersada por la partícula al atravesar el volumen de dispersión, y transmitirla hasta el fotodetector. En concreto, dos son las lentes principales que forman este sistema de medida: (1) un colimador a la entrada de la sonda, cuya misión es capturar el haz divergente de luz dispersada y transformarlo en

un haz paralelo, de tal manera que no se produzcan nuevos centros de dispersión al chocar la luz capturada, con paredes u otros elementos ópticos que se encuentran dentro de la sonda. (2) Un colimador que concentra el haz paralelo proveniente de la lente anterior y lo concentra en una fibra óptica, que transporta la luz dispersada hasta el siguiente bloque, el fotodetector, o caja de recepción.

Una representación más detallada de la sonda es mostrada en la siguiente figura:



**Figura 7.17:** Corte lateral de la sonda emisora/receptora [38].

#### 7.3.4 Caja Receptora o fotodetector y procesador de señales.

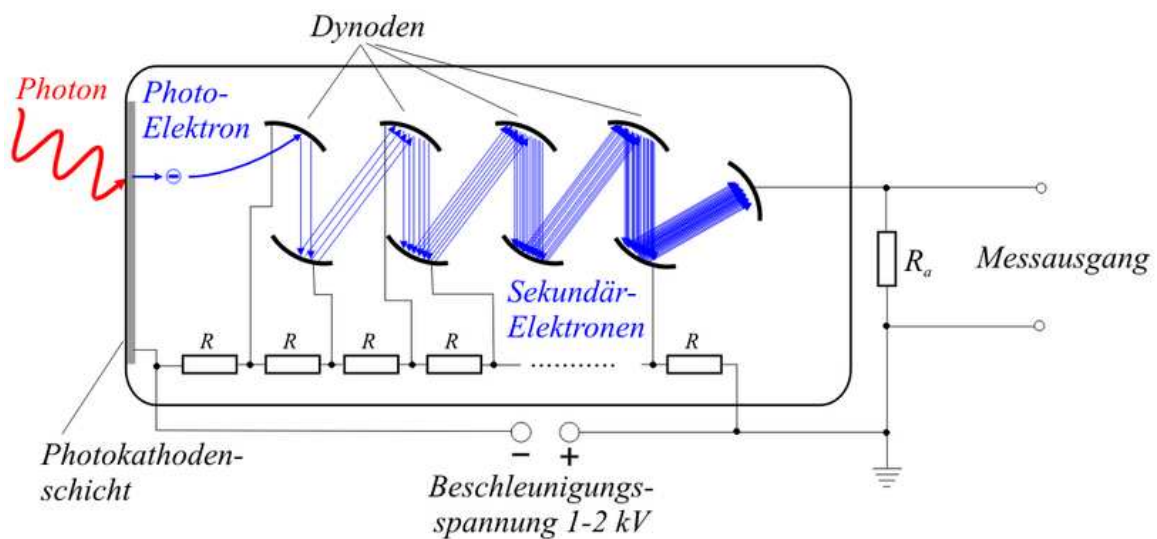
Este bloque del sistema, se encarga de procesar la luz captada por la sonda y transmitida por la fibra óptica, de tal manera es transformada en impulsos eléctricos que serán procesados más adelante por el siguiente bloque.

Cuatro son los elementos principales que se distinguen en un fotodetector:

- *Un colimador:* Se emplea para eliminar la divergencia de la luz que sale de la fibra óptica.
- *Un divisor de colores,* que generalmente consiste en una célula Bragg, idéntica a la vista en el bloque de la caja de transmisión, cuya misión es dividir la luz dispersada proveniente del colimador, en función de su longitud de onda.
- *Un filtro de interferencia:* Es un filtro óptico paso-banda, que deja pasar tan solo la banda espectral seleccionada, eliminando todas aquellas longitudes de onda diferente a la seleccionada. Este filtro elimina posibles ruidos de la señal luminosa, y consiste en múltiples capas finas de material dieléctrico con diferentes índices de refracción, que absorben las longitudes de onda no deseadas [49].

- Un tubo fotomultiplicador (PM en la figura 7.13) por cada una de las componentes (colores) medidas de la velocidad: Es el elemento más importante del bloque y consiste en un detector extremadamente sensible de luz visible, capaz de multiplicar la corriente producida por la luz incidente procedente del filtro de interferencia hasta 100 millones de veces. Este elemento permite por tanto, transformar un flujo muy bajo de luz incidente en una señal eléctrica de intensidad proporcional a dicha luz incidente.

Un tubo fotomultiplicador funciona mediante un cátodo fotoemisor (fotocátodo), formado por metales alcalinos con funciones de trabajo bajas, seguido de electrodos enfocadores, un multiplicador de electrones (dínodos) y un colector de electrones (ánodo) en un tubo al vacío.



**Figura 7.18:** Esquema de funcionamiento de un tubo fotomultiplicador [47].

Cuando la luz entra al fotocátodo, este convierte la energía de la luz incidente en fotoelectrones emitidos al vacío, los cuales son enfocados hacia los dínodos, donde son multiplicados en un proceso de emisión secundaria. Este proceso es repetido, amplificando la señal desde su entrada hasta su salida en el ánodo. La eficiencia en la conversión o sensibilidad del cátodo, varía con la longitud de onda de la luz incidente. La relación entre la sensibilidad del cátodo y la longitud de onda se llama respuesta espectral característica [47]. Por tanto, la intensidad de la señal eléctrica generada se ve afectada por las variaciones de longitud de onda que el efecto Doppler produce en la luz dispersada. Siendo posible extraer, de las variaciones en la intensidad señal eléctrica, la velocidad de la partícula.

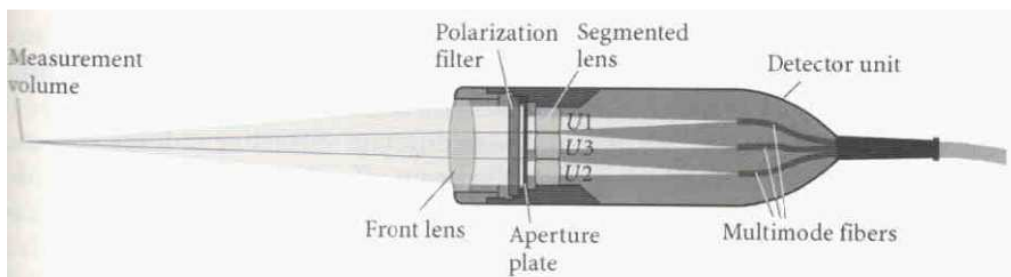
La señal eléctrica producida en el tubo fotomultiplicador es introducida en el procesador de señales, que genera una señal en formato digital, esta señal es procesada a su vez por el software comercial proporcionado con el equipo.

Ambos bloques no son analizados, ya que no contienen ninguna componente óptica o mecánica, reduciéndose a hardware y software.

### 7.3.5 Sonda receptora del sistema PDPA.

Como ya hemos mencionado anteriormente esta sonda se usa sólo en el caso de que se quiera operar el sistema de medida midiendo tamaños de partículas. Además es necesario su posicionamiento a unos  $30^\circ$  con respecto a la dirección del flujo, de tal manera que el primer modo de difracción sea predominante sobre el resto.

Realizando un corte longitudinal de la sonda tenemos:

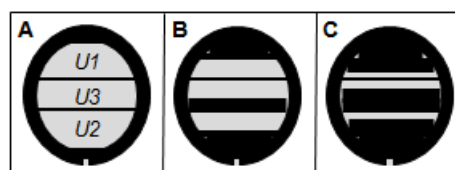


**Figura 7.19:** corte transversal del receptor utilizado en sistemas PDPA [38].

Donde enumerando de izquierda a derecha los elementos atravesados por la luz dispersada tenemos:

- Un colimador, que situado a la entrada de la sonda, evita que nuevos núcleos de dispersión sean formados. Para ello, al igual que se vio para el sistema anterior, desvía el haz divergente de luz dispersada y lo transforma en un haz paralelo.
- Un filtro que solo deja pasar luz polarizada de manera paralela, ya que, para sistemas PDPA, interesa conservar la luz dispersada de esta manera, por contener propiedades que, como viene recogido en el ANEXO II, facilitan el uso de estos sistemas.
- Una máscara, que permite regular su grado de apertura, y con ello, el tamaño máximo de partículas medibles por el sistema. La forma de la máscara utilizada en el sistema de la instalación, y sus diferentes posiciones son mostradas a continuación:

**A: small size range range    B: medium size range    C: large size**



**Figura 7.20:** Posibles posiciones que puede adoptar la máscara del receptor del sistema PDPA [42].

La manera en la que el tamaño máximo de partícula medible, se ve afectado por la disminución de la apertura de la máscara, está fundamentado en la ecuación A2.56, en la que como se vio, una menor diferencia de los ángulos de elevación de los fotodetectores  $U_1$  y  $U_3$ , da lugar a mayores factores ópticos de conversión y a la posibilidad de medir partículas de mayor tamaño.

- Tres lentes segmentadas: estas lentes, al estar colocadas con tres ángulos de elevación distintos, captan una porción de la luz dispersada que ha recorrido un camino que varía ligeramente por la posición relativa de cada una de las lentes. Esto produce, como viene recogido en los fundamentos teóricos del ANEXO II, un desfase temporal de las ondas electromagnéticas que llegan a cada una de las lentes. Cada lente focaliza su porción de luz a un cable de fibra óptica, generando, al ser enviadas al fotodetector tres señales eléctricas que se encuentran desfasadas temporalmente entre sí, y que contienen la información del tamaño de partícula.

La conexión de esta sonda receptora da como resultado una configuración del sistema como la mostrada en la figura 7.12, que permite actuar simultáneamente como sistema LDV y PDPA, pudiendo medirse al mismo tiempo dos componentes de la velocidad y el tamaño de una partícula que pase por el volumen de medida.

Por último decir que durante el periodo de colaboración con la UW, se realizan las tareas de instalación del sistema, siguiendo para ello las instrucciones claramente especificadas en el manual [39], no se recoge en el proyecto una descripción de las mismas, mostrándose eso sí, una fotografía que permite hacerse una idea del proceso de instalación llevado a cabo



**Figura 7.21:** Proceso de instalación del sistema TSI- LDV/PDPA.

## **8. Conclusiones**

Las conclusiones más relevantes derivadas de la realización del presente proyecto son:

### **8.1 Efecto de la turbulencia y de la inercia de gotas.**

1.- La rápida formación de precipitaciones observada en nubes cálidas tipo cúmulos, que puede darse en tiempos incluso menores de los 15 minutos, encuentra una difícil justificación en los modelos de crecimiento de gotas aceptados en la actualidad, en los que:

- Pequeñas gotas de nube, de radios aproximadamente menores de 15  $\mu\text{m}$ , crecen de manera eficiente mediante condensación y difusión del vapor de agua.
- Gotas de tamaños mayores de 50  $\mu\text{m}$  experimentan un crecimiento explosivo, motivado por la aparición extensiva de procesos de colisión-coalescencia gravitacional, que les permite, en cortos periodos de tiempo, alcanzar radios  $\geq 100 \mu\text{m}$  y acabar precipitando como gotas de lluvia.
- Existe una franja de tamaños entre 15 y 50  $\mu\text{m}$  (rango denominado *size-gap*), en la que el rápido crecimiento de los tamaños de las gotas tiene una difícil explicación, ya que ninguno de los dos mecanismos de crecimiento citados anteriormente ocurre de una manera eficiente.

2.- El proceso de colisión-coalescencia, en las primeras etapas de formación de las nubes cálidas, se ve fuertemente influenciado por efectos estadísticos, siendo preciso recurrir al modelo de crecimiento estocástico para cuantificar, de manera precisa, el ratio de crecimiento de las nubes. Sin embargo, el modelo estocástico por sí solo es insuficiente para justificar el desarrollo de las precipitaciones en tiempos razonablemente breves, a partir de espectros de gotas realísticos.

3.- La turbulencia e inercia de gotas, como uno de los posibles mecanismos de activación del proceso de colisión-coalescencia en sus estepas iniciales (en el *size-gap*), podría justificaría el rápido crecimiento de gotas observado en las gotas de nubes cálidas reales. Pudiendo resumir sus efectos en:

- La formación de clústeres o zonas de alto contenido de gotas, que generan un incremento de la frecuencia y de la concentración de las colisiones en determinadas áreas de la nube.
- La variación de la velocidad relativa entre partículas, que genera un aumento de la eficiencia de las colisiones y a un aumento de la región de barrido.

5.- El cálculo cuantitativo del efecto que la turbulencia e inercia de gotas ejerce sobre la eficiencia de las colisiones y sobre el resto de términos que componen el parámetro de colisión hidrodinámica de kernel, es uno de los problemas sin resolver de mayor actualidad, justificando la necesidad de la construcción de una instalación experimental que permita abordarlo.

## **8.2 Construcción e implementación de la instalación experimental.**

6.- Con la instalación experimental llevada a cabo por la University of Washington se persigue:

- Conseguir, mediante un túnel de viento y un sistema de distribución e inyección de gotas, generar condiciones similares a las existentes en las nubes tipo cumulus.
- Conseguir determinar, mediante la acción combinada de los sistemas ópticos PIV y PDPA instalados, y con la ayuda de modelos computacionales, los parámetros del modelo de colisión de kernel y cada uno de los términos de la ecuación de colección cinemática de gotas, bajo efectos combinados de turbulencia, interacción aerodinámica, gravedad e inercia de gotas.

7.- El objetivo principal del sistema de distribución e inyección de la instalación experimental es el de introducir, dentro de la turbulencia generada en por un túnel de viento, una distribución uniforme de gotas de tamaños de entre 10-50  $\mu\text{m}$ .

8.- La mala estimación inicial de las pérdidas de carga del sistema de distribución e inyección, genera una diferencia en el caudal de salida de los inyectores, que tiene un valor máximo de 0.8 m/s para los inyectores situados en las líneas 1-9 de la malla, no cumpliendo la condición de homogeneidad proyectada en el punto 7 y planteando la necesidad de presurizar el distribuidor.

9.- La presurización del distribuidor permite despreciar la diferencia de alturas y el resto de las pérdidas de cargas existentes en el sistema,

homogeneizando la inyección, al disminuir la diferencia de velocidades el caudal de a la salida de los inyectores.

10.- La presurización del distribuidor se consigue al incluir tubos de pequeño diámetro en la salida barbada-roscada del distribuidor. Los parámetros y limitaciones de diseño de esta solución son:

- Parámetros de diseño: Longitud y diámetro ( $L_{om}$ ,  $D_{om}$ ) de los tubos insertados.
- Limitaciones del diseño: (1) presión máxima admisible por el distribuidor de 5 atm. (2) La diferencia porcentual de velocidades de salida de los inyectores de las líneas 1-9, es decir, el error porcentual  $100 \cdot (V_{exit.1} - V_{exit.9}/V_{exit.1})$ , que se pretende sea como máximo de un 20%.

11.- Los cálculos realizados determinan:

- La necesidad de dividir el rango de operación del sistema de distribución en dos distribuidores intercambiables: (1) Distribuidor de baja velocidad de  $6 \cdot 10^{-3} - 0,1 \text{ m/s}$ . (2) Distribuidor de alta velocidad de  $0,1 - 0,6 \text{ m/s}$ .
- La obtención, mediante las geometrías de tubos seleccionadas, de errores teóricos no superiores al 7% y presiones máximas en el distribuidor que no superan las 4.5 atm (tabla 6.2).

12.- Del testado de la solución adoptada en 11 para la presurización del distribuidor de alta velocidad (el único de los dos distribuidores que se construye) se concluye:

- Un mal resultado inicial de la solución, motivado por la obstrucción de algunos de los tubos insertados, causada por la existencia de partículas en suspensión y suciedad en el distribuidor.
- Un error real de un 15% para el peor de los casos, frente al 5% obtenido en el punto 11, debido a la sobreestimación de los coeficientes de fricción calculados teóricamente, en los que no se considera el proceso de transición del régimen laminar a turbulento (figura 6.12).
- El goteo de algunas de las conexiones barbadas-roscadas del distribuidor, motivadas por las pequeñas deformaciones acaecidas cuando se opera a altas presiones y por la mala calidad de las roscas.



13.- Las soluciones adoptadas para subsanar estos problemas son:

- El testeo e identificación de los tubos obstruidos, y la posterior limpieza de su diámetro interior.
- La construcción de un nuevo distribuidor de aluminio que: (1) Elimine las deformaciones, debido a su mayor resistencia frente al PVC. (2) Mejore la calidad de las roscas, al realizar conexiones metal-metal, en vez de las antiguas PVC-metal. (3) Permita un fácil acceso a su interior para su limpieza. (4) Presente un comportamiento inoxidable, que elimine la posibilidad, en el futuro, de la obstrucción de los tubos por partículas de óxido.
- El cálculo de nuevos coeficientes de fricción a partir de los resultados experimentales, que permitan ajustar mejor la pérdida de carga real de la instalación.

14.- A partir de los nuevos coeficientes de fricción se plantea ajustar la altura del nuevo distribuidor de aluminio para disminuir el error real obtenido del 15%. Idea que se descarta finalmente por las escasas mejoras obtenidas cuando se realiza un barrido paramétrico de diferentes alturas del distribuidor (figura 6.16), aceptando finalmente como válidos los resultados obtenidos con la solución inicial (tablas 6.6 y 6.7).

15.- En el proyecto se da conclusión a las tareas de ajuste de la malla de inyectores y del sistema de distribución, y se inician las tareas de ajuste del sistema óptico PDPA. Sin embargo, quedan una larga listas de tareas pendientes para concluir lo proyectado para el primer año, tareas entre las que destacan: (1) ajustar el sistema PIV, (2) Realizar la construcción del segundo distribuidor de baja velocidad y pequeñas tareas de acondicionamiento de la instalación (3) Realizar medidas en flujos de una sola fase y de dos fases para caracterizar la turbulencia existente en el túnel del viento (4) Determinar los tamaños de las partículas admisibles y su densidad de distribución.

## 9. Bibliografía.

- [1] PARTICLE-TURBULENCE INTERACTIONS IN ATMOSPHERIC CLOUDS - Raymond A. Shaw; *Ed. Departament of Physics, Michigan Technological University, Houghton, Michigan 2003*
- [2] TURBULENCE ENHANCE DROPLET GROWTH BY COLISION-COALESCENCE – A. Aliseda (U. of washigton), L.-P. Wang (U. of Delaware) and W. W. Grabowski (NCAR)
- [3] THE EARTH'S ATMOSPHERE: ITS PHYSICS AND DYNAMICS. – Kshudiram Saha. *Ed, Spriner (2008)*
- [4] CENTER FOR MULTISCALE MODELING OF ATMOSPHERIC PROCESSES (CMMAP); <http://cmmap.colostate.edu/learn/clouds/cloudLarge1.html>
- [5] EFECTOS DE LA TURBULENCIA EN LA FORMACIÓN DE GOTAS DE LLUVIA – Jaime Sánchez Gallego; *Universidad Carlos III de Madrid (2009).*
- [6] FÍSICA DE LAS NUBES – R.R. Rogers; *Ed. Reverté (2003).*
- [7] WINDOWS TO THE UNIVERSE - University Corporation for Atmospheric Research (UCAR); <http://www.windows.ucar.edu/>
- [8] METEOROLOGÍA PARA AVIADORES – Willy Einchenberger; *Ed. Paraninfo (1992).*
- [9] TURBULENCE EFECTS ON DROPLET GROWTH AND SIZE DISTRIBUTION IN CLOUDS – A REVIEW – M.B. Pinsky & A. P. Khain; *J Aerosol Sci. Vol. 28 No. 7, pp. 1177-1214 (1997)*
- [10] A SHORT COURSE IN CLOUD PHISICS – R.R. Rogers & M. K. Yau; *Ed Butterworth Heinemann (1996)*
- [11] ATMOSPHERIC SCIENCE: AN INTRODUCCTION SURVEY – John M. Wallace & Petter V. Hobbs; *Ed. Academic Press (1977).*
- [12] CLOUD PHYSICS AND DINAMICS - Atmospheric Sciences; *Ed. University of Washington (2009).*
- [13] TURBULENCE EFECTS ON DROPLET GROWTH AND SIZA DISTRIBUTION IN CLOUDS – A REVIEW – M. B. Pinsky and A. P. Khain; *Ed. Pergamon (1997)*

- [14] EFFECTS OF STOCHASTIC COALESCENCE AND AIR TURBULENCE ON THE SIZE DISTRIBUTION OF CLOUD DROPLETS – Lian-Ping Wang, Yan Xue, Orlando Ayala, Wojciech W. Grabowski; *Ed. Elsevier*.
- [15] MICROPHYSICS OF CLOUDS AND PRECIPITATION – Hans R. Pruppacher & James D. Klett. *Ed. Kluwer Academic Publishers (1997)*
- [16] Wikipedia: [http://en.wikipedia.org/wiki/Taylor\\_microscale](http://en.wikipedia.org/wiki/Taylor_microscale)
- [17] COLLISION OF SMALL FLOW IN TURBULENT FLOW. PART II: EFFECTS OF FLOW ACCELERATIONS – Pinsky M. B. and A. P. Khain; *J. Atmos. Sci. 61: 1926-1939 (2004)*.
- [18] COLLISION OF SMALL FLOW IN TURBULENT FLOW. PART III: RELATIVE DROPLET FLUXES AND SWEEPED VOLUMES – Pinsky M. B., A. P. Khain, Grits B. and Shapiro; *J. Atmos. Sci. 63: 2123-2139 (2006)*.
- [19] COLLISION RATES OF BIDIISPERSED INERTIAL PARTICLES IN ISOTROPIC TURBULENCE – Zaichik L.I., Simonin O., Alipchenov V.M.; *Phys. Fluids 18 Art. No. 035110 (2006)*.
- [20] PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY: A PRACTICAL GUIDE - Markus Raffel, Chris Willert, Steve Wereley y Jürgen Kompenhans; *Ed. Springer (2007)*.
- [21] THE SPECTRUM OF TURBULENCE – Taylor, G.I.; *Ed. Proc. R. Soc. Lond. A, 164: 476-490 (1938)*.
- [22] THE USE OF A CONTRACTION TO IMPROVE THE ISOTROPY OF GRID-GENERATED TURBULENCE - G. Comte-Bellot and S. Corrsin.; *J. Fluid Mech., 25: 657-682, 1966*.
- [23] FUNDAMENTOS DE LA MECÁNICA DE FLUIDOS – Muson Young Okiishi; *Ed. Wiley (2002)*
- [24] SHIGLEY'S MECHANICAL ENGINEERING DESIGN – G. Budynas and J. Keith Nisbett; *Ed. McGraw-Hill (2008)*.
- [25] LASERS Y PHOTONICS – SPECTRA-PHYSICS, (June 2001).
- [26] [http://es.wikipedia.org/wiki/Orbital\\_at%C3%B3mico\\_y\\_esqueico](http://es.wikipedia.org/wiki/Orbital_at%C3%B3mico_y_esqueico).
- [27] [http://es.wikipedia.org/wiki/Modelo\\_at%C3%B3mico\\_de\\_Bohr](http://es.wikipedia.org/wiki/Modelo_at%C3%B3mico_de_Bohr).
- [28] <http://es.wikipedia.org/wiki/L%C3%Aser>.
- [29] [http://en.wikipedia.org/wiki/Laser\\_pumping](http://en.wikipedia.org/wiki/Laser_pumping)
- [30] [http://en.wikipedia.org/wiki/Optical\\_cavity](http://en.wikipedia.org/wiki/Optical_cavity)

- [31] [http://en.wikipedia.org/wiki/Standing\\_wave](http://en.wikipedia.org/wiki/Standing_wave)
- [32] <http://www.answers.com/topic/current-electricity>
- [33] [http://en.wikipedia.org/wiki/Degenerate\\_energy\\_level](http://en.wikipedia.org/wiki/Degenerate_energy_level)
- [34] INTRODUCCIÓN AL LASER Y SU APLICACIÓN A LA PRÁCTICA EN LA ÓPTICA MODERNA - Luis Diego Marín Naranjo; *ed. 2005*
- [35] LASER PHYSICS- John L. Ratz, MD, 1995; 13:11 -20
- [36] THE LASER ADVENTURE - Rami Arieli; *ed. Science Teaching Department at the Weizmann Institute of Science*
- [37] [http://en.wikipedia.org/wiki/Zeeman\\_effect](http://en.wikipedia.org/wiki/Zeeman_effect)
- [38] LASER DOPPLER AND PHASE DOPPLER MEASUREMENT TECHNIQUES - H. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke, C. Tropea.
- [39] LDV/PDPA SYSTEM Installation Manual P/N 1990024, Revision C March 2007, TSI
- [40] SISTEMA LÁSER DE MEDIDA DE VELOCIDAD POR EFECTO DOPPLER DE BAJO COSTE PARA APLICACIONES ONDUSTRIALES E HIDRODINÁMICAS - David García Vizcaíno; *UPC, (mayo 2005)*
- [41] LASER DOPPLER ANEMOMETRY: INTRODUCCION TO PRINCIPES AND APPLICATIONS - Dantec Dynamics
- [42] PRINCIPES OF PHASE DOPPLER ANEMOMETRY - Dantec Dynamics
- [43] [http://en.wikipedia.org/wiki/Beam\\_waist#Beam\\_width\\_or\\_.22spot\\_size.22](http://en.wikipedia.org/wiki/Beam_waist#Beam_width_or_.22spot_size.22)
- [44] MULTIPHASE FLOWS WITH DROPLETS AND PARTICLES - Clayton Crowe, Martin Sommerfeld, Yataka Tsuji; *Ed CCR Press (1998)*.
- [45] LIGHT SCATTERING BY SMALL PARTICLES - H.C Van de Hulst, (1981)
- [46] <http://nedwww.ipac.caltech.edu/level5/Sept07/Li1/Li3.html>
- [47] <http://es.wikipedia.org/wiki/Fotomultiplicador>
- [48] <http://es.wikipedia.org/wiki/Colimador>
- [49] [http://en.wikipedia.org/wiki/Interference\\_filter](http://en.wikipedia.org/wiki/Interference_filter)
- [50] LASER DOPPLER PHASE AND PHASE DOPPLER MEASUREMENT TECHNIQUES - Heinz-Eberhard Albrecht; *Ed. Springer (2003)*

- [51] FLUID MECHANICS SIZE AND VELOCITY MEASUREMENT SYSTEM – TSI; *Manual* (2009).
- [52] A NEW PREDICTIVE MODEL FOR FRAGMENTING AND NON-FRAGMENTING BINARY DROPLET COLLISIONS – Achuth Munnannur & Rolf D. Reitz; *International Journal of Multiphase flow* 33 (2007) 873-896.
- [53] COLLISION, COALESCENCE AND BREAKUP OF RAINDROPS. PART I: EXPERIMENTALLY ESTABLISHED COALESCENCE EFFICIENCIES AND FRAGMENT SIZE DISTRIBUTION BREAKUP – T. B. Low & Ronald List; *American Meteorological Society* 0022-4928/82/071591 (1982).

# ANEXOS

## **ANEXO I: Fundamentos físicos y de funcionamiento de un laser.**

### **A1.1 Introducción.**

La palabra LASER es un acrónimo de Light Amplification By Simulated Emission of Radiation.

La luz, radiación electromagnética del infrarrojo al ultravioleta, puede ser generada por cuerpos con elevada temperatura como el sol. La radiación emitida de esta manera se caracteriza por propagarse en todas direcciones. Por tanto, carece de coherencia, no existiendo una relación entre los fotones individuales que la componen.

Láseres, por el contrario, son mecanismos capaces de emitir haces de luz que se caracterizan por ser especialmente [34]:

Direccionales: el haz de luz láser viaja en una dirección simple, dentro de un cono angosto de baja divergencia.

Monocromáticos: La radiación electromagnética emitida se encuentra dentro de un ámbito muy angosto de longitudes de onda alrededor de uno de los colores del espectro visible. Así por ejemplo, la radiación monocromática emitida por el láser Helio Neón es de una longitud de onda de 632,8 nm (color rojo puro)

Coherentes: Todas las ondas individuales que forman el haz están en fase una con otra en cada punto.

Por tanto, los haces láser están compuestos por fotones idénticos en fase, dirección y amplitud [25].

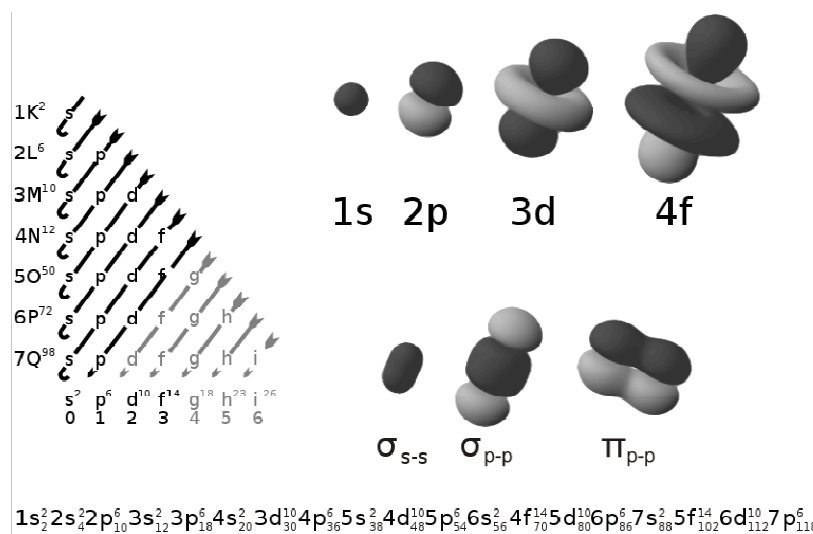
La luz emitida por el láser, con las propiedades características descritas, es necesaria para alimentar los sistemas LDV y PDPA, que manipulan el haz suministrado de tal manera que permite obtener el diámetro y velocidad de las gotas existentes en el flujo multifásico generado en la instalación. Es por ello que un buen ajuste y entendimiento del sistema láser empleado, es fundamental para el posterior ajuste y entendimiento de los sistemas LDV y PDPA.

### **A1.2 Fundamentos Físicos:**

#### *A1.2.1 Emisión y absorción de la luz*

Para poder entender el funcionamiento interno de un láser y la física que hay detrás de él es necesario en primer lugar, recurrir al modelo actual de la estructura atómica postulada por Bohr y mejorada posteriormente por otros modelos atómicos como los de Sommerfeld y Schrödinger.

Según estos modelos, la materia se encuentra compuesta por átomos. Cada átomo se divide en un núcleo y, ligados a este, uno o más electrones que giran alrededor de él en orbitales [26].



**Figura A1.1:** Orbitales atómicos [26]

Los orbitales se definen como la región del espacio en la que existe una mayor probabilidad de encontrar un electrón. La energía de un electrón viene determinada por el orbital que ocupa, y por tanto la energía total de un átomo (su nivel energético) depende de la distribución de sus electrones entre los orbitales disponibles.

Cada átomo tiene un conjunto de niveles de energía, llamándose nivel estable al nivel de menor energía posible y niveles excitados a aquellos niveles con mayor energía. Los átomos permanecen en su estado de menor energía, a menos que sean excitados por medio de una fuente externa.

El movimiento de un electrón de un nivel energético a otro, una transición, ocurre cuando un átomo absorbe o emite energía. Las transiciones a mayores o menores niveles de energía pueden ocurrir como consecuencia de la colisión con un electrón o un átomo excitado, o como resultado de la interacción con fotones de luz [25].

El movimiento de electrones a otros niveles energéticos, esto es, el salto de un electrón nivel cuántico de un nivel cuántico a otro, implica, según el tercer postulado de la teoría atómica, “implica la emisión o absorción de un único cuanto de luz (fotón) cuya energía corresponde a la diferencia de energía entre ambas órbitas” [27]. Por tanto dos posibles transiciones pueden tener lugar:

- **Absorción:** La transición de un electrón de un nivel de energía  $E_1$ , a otro de mayor energía  $E_2$ . Esta transición ocurre cuando un fotón con la misma energía que la diferencia energética entre niveles interacciona con el electrón.

$$hf = E_2 - E_1 \quad (\text{A1.1})$$

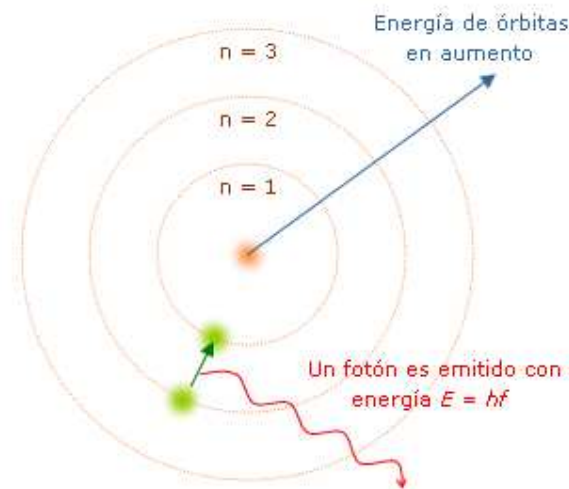


donde  $h$  es la constante de Planck's y  $f$  es la frecuencia del fotón.

- **Emisión:** Ocurre cuando un átomo que se encuentra en un nivel de excitación  $E_2$  decae a otro nivel de menor energía. Produce una pérdida de energía igual a  $E_2 - E_1$ , emitiéndose un fotón de energía  $hf$  y frecuencia

$$f = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

€



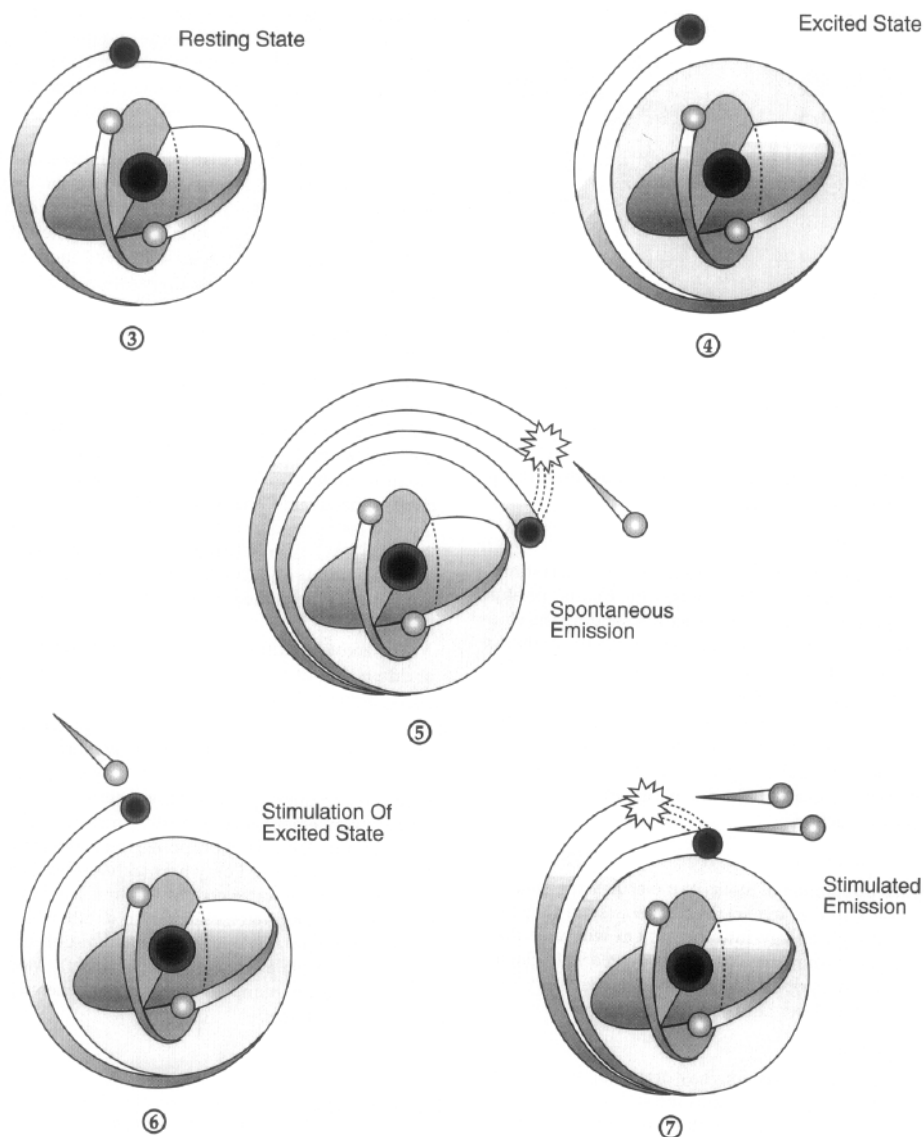
**Figura A1.2:** Transición, modelo atómico de Bohr [26]

Transiciones hacia niveles de menor energía ocurren de manera espontánea, ya que la materia tiende a buscar estados estables. No obstante, transiciones espontáneas a niveles de menor energía no necesariamente implican la emisión de un fotón, pudiéndose dar transiciones como consecuencia de una colisión que transfiere energía cinética a otro átomo.

También puede ocurrir que un fotón, con energía similar a la diferencia de energía entre los dos estados, estimule a un átomo en estado excitado, haciendo que este emita un segundo fotón para alcanzar, de esta manera, un estado más estable. El par de fotones así emitidos por el átomo estimulado (el incidente y el emitido), poseen fase, energía y dirección similares a las del fotón externo que les dio origen. A este proceso se le denomina *emisión estimulada*.

A diferencia de lo que ocurre con la emisión espontánea de fotones, en la que los fotones emitidos carecen de una misma dirección y módulo, la emisión estimulada produce luz coherente y monocroma y, además, “amplifica” la emisión de luz, ya que por cada fotón que incide sobre un átomo excitado se genera otro fotón, siendo por tanto una de las bases de la emisión de radiación de un láser [28].

Los láseres están diseñados para sacar partido de la *absorción*, es decir del salto de electrones a niveles de mayor energía, y de ambos tipos de emisiones, espontánea y estimulada, generando para ello estados con condiciones favorables para tal efecto [25]. Estos estados y la forma de generarlos son descritos en los siguientes apartados.



**Figura A1.3:** Posibles transiciones energéticas sufridas por los átomos: Emisión espontánea y emisión estimulada [35].

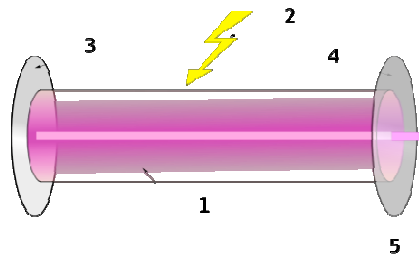
#### A.1.2.2 Componentes de un láser.

De forma general cuatro son los elementos que permiten el funcionamiento del láser:

1. Un medio activo, consistente generalmente en un gas, cuyas propiedades permiten la excitación de sus átomos (la generación de una inversión de población) por medio de fuentes externas de energía [29]. La excitación del medio favorece que tengan lugar emisiones estimuladas de fotones, y que por tanto se produzca la buscada amplificación de la luz.
2. Una cavidad resonante, compuesta por dos espejos colocados alrededor del medio activo. La función de los espejos es confinar la luz dentro de la cavidad en la que se encuentra el medio activo para, de este modo, producir ondas estacionarias con la frecuencias de resonancia de la cavidad [30]. Por

onda estacionaria se entiende a la honda cuya posición permanece constante con el tiempo, siendo esto posible, en el caso de las cavidades resonantes, por el efecto de interferometría generado por sus espejos [31].

3. Un espejo reflectante al 99%, que permite la salida parte de la luz generada en el medio activo.
4. Un mecanismo de excitación: El mecanismo de excitación es una fuente de energía que estimula a los átomos en el medio activo, que pasan de estar en un nivel bajo de energía a otro de mayor energía creando la inversión de población. En un Láser de gas el mecanismo de excitación consiste en un flujo de corriente eléctrica por el medio [34].



**Figura A1.4:** Componentes principales de un láser [28]: 1. Medio activo para la formación del láser 2. Energía bombeada para el láser 3. Espejo reflectante al 100% 4. Espejo reflectante al 99% 5. Emisión del rayo láser

### A1.2.3 Amplificación: Generación de la inversión de la población.

Para que un Láser produzca un haz luminoso, se debe producir más luz por emisión estimulada que la que se pierde por absorción, siendo necesario para ello, en primer lugar, la generación de una inversión de la población [34].

Para ello el coeficiente de absorción, definido como la diferencia de la población de átomos de un nivel energético  $E_1$  de baja energía con respecto a un nivel energético,  $E_2$ , de mayor energía, ha de ser negativo.

$$\alpha = K(N_1 - N_2) \quad (\text{A1.2})$$

Donde  $N_1$  y  $N_2$  son los números de población, definidos como el número de átomos que tienen un nivel de energía  $E_1$  y  $E_2$ , respectivamente y  $K$  es una constante de proporcionalidad que depende del material y de la longitud de onda de la radiación láser.

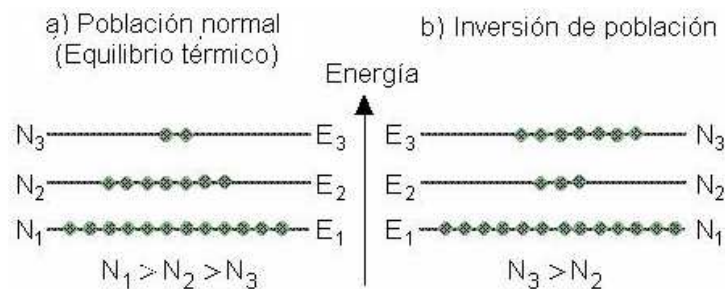
Con materiales en equilibrio térmico, los átomos permanecen en su nivel de energía más estable, y por tanto, el ratio de absorción para todas las frecuencias excede el ratio de emisión, siendo el coeficiente de absorción positivo.

Por el contrario, si una suficiente cantidad de luz a frecuencia  $\nu$  es suministrada, la población en el nivel de mayor energía puede ser elevada hasta

conseguir que  $N_1 = N_2$  alcanzándose un coeficiente de absorción nulo a dicha frecuencia  $\nu$ .

A partir de este punto, si el sistema emplea tan solo de dos niveles energéticos, la transición de un electrón a un nivel superior es correspondida con otra transición en dirección contraria.

No obstante, si en vez de dos se emplean tres niveles energéticos, y estos satisfacen una serie de características descritas a continuación, es posible conseguir una *inversión de la población*, en la que  $N_3 > N_2$ , objetivo final que se persigue [25].



**Figura A1.5:** Poblaciones de átomos y condición para la inversión de la población [36].

Al conseguir la inversión de la población, y por tanto, un coeficiente de absorción negativo, el gas se convierte en un medio activo que actúa como amplificador de señales luminosas. Así, cuando una onda electromagnética atraviesa el gas, es amplificada, ya que la existencia de un número de átomos en estado de excitación, aumenta de manera considerable la probabilidad de que se produzca una emisión estimulada por colisión con uno de estos átomos. Si la intensidad de la señal incidente es  $I_0$ , la amplificación alcanzada es, según la ley de Lambert:

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (\text{A1.3})$$

De la ecuación se extrae que mayores inversiones de la población dan lugar a una mayor intensidad de la señal resultante, o lo que es lo mismo, a una mayor amplificación.

#### A1.2.4 El medio activo.

El medio activo es una colección de átomos o moléculas (un gas contenido en una cavidad, un líquido, un sólido cristalino o una unión semiconductor) que se pueden excitar hasta conseguir que presenten un estado de población invertida.

El medio activo puede ser considerado como un amplificador óptico, ya que, cuando presenta inversión de la población, un haz coherente que logre entrar al medio activo es amplificado por emisión estimulada hasta que el haz alcanza el otro extremo del medio. El medio activo brinda ganancia óptica [34].



Finalmente, siempre que el nivel  $E_2$  sea, como es el caso del Argón, un nivel inestable, los átomos volverán al nivel inicial  $E_1$  donde fueron bombeados, haciendo que la población de electrones en  $E_2$  sea reducida.

Una reducida población de electrones en  $E_2$  hace que: por un lado se reduzca el coeficiente de absorción de  $\nu_2$ , y por el otro, al existir una elevada población de electrones en el nivel  $E_3$  y una baja población en  $E_2$ , se produzca la buscada inversión de la población. En estas condiciones el coeficiente de absorción de  $\nu_2$  se vuelve negativo y como consecuencia la luz es amplificada al pasar a través de dicho medio.

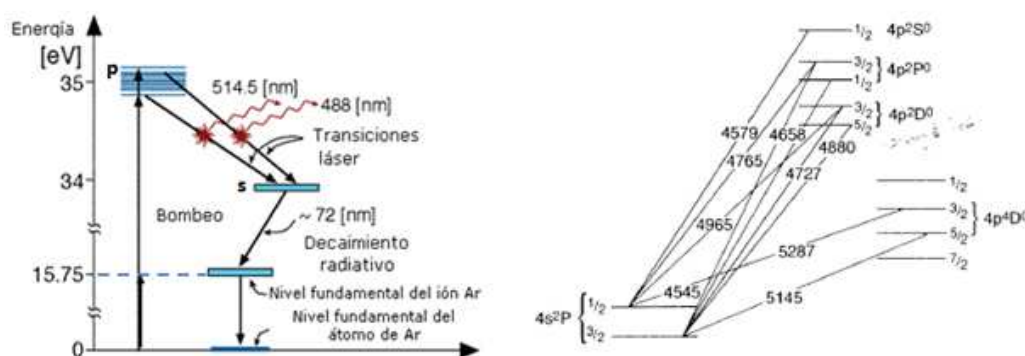
Cuanto mayor es la inversión de población que tiene lugar en él mayor es la amplificación de luz que se produce, como ya ha sido mencionado previamente.

El esquema de funcionamiento explicado en este punto se corresponde con el esquema de cuatro niveles. Existen láseres que siguen esquemas de tres niveles, en los que el nivel energético  $E_1$  y  $E_2$  son el mismo nivel. Este tipo de sistemas presentan el inconveniente de que más de la mitad de los electrones han de ser bombeados para alcanzar la inversión de la población, mientras que, en el caso de esquemas de 4 niveles, el primero de los electrones contribuye a la inversión [25].

#### A.1.2.5 El argón como medio de excitación.

Una vez explicada de forma teórica el modo en el que tiene lugar la generación de la inversión de la población en el medio activo, es necesario hacer una mención a las particularidades que tiene el uso de Argón como medio activo, al ser el Argón el gas empleado por el láser de la instalación.

Para ello se muestra, en primer lugar, un esquema el diagrama de los niveles energéticos visibles del Argón.



**Figura A1.7:** Derecha- Diagrama de Niveles de Energía del Láser de Ión Argón [36]. Izquierda- Transiciones posibles entre los niveles energéticos  $4p$  y  $4s$  existentes en un láser de Argón [25].

Inicialmente los electrones son bombeados hacia niveles de energía  $4p$  mediante la colisión de dos electrones: la primera para ionizar el gas y la segunda para excitar el ión de su estado inicial ( $E_1$ ) a cualquiera de los niveles  $p$

mostrados en la figura (correspondientes a los niveles  $E_4$  comentados anteriormente). Estas dos colisiones dan comienzo a la transición de los iones a través de los cuatro niveles energéticos comentados anteriormente.

La caída de los iones de niveles p ( $E_3$ ) hacia niveles s ( $E_2$ ) produce radiación electromagnética en el espectro visible, la frecuencia de la radiación depende de los niveles energéticos específicos entre los que tienen lugar la transiciones. La transición entre dos niveles energéticos concretos, se les denomina línea fluorescente o simplemente línea, y en el caso del argón, existen líneas entre las frecuencias de 400 y 600nm, siendo las líneas de fluorescencia de mayor intensidad las de 488 y 514.5 nm [25].

El paso del nivel energético 4s al estado iónico más estable, y por tanto el final de las transiciones, genera fotones en la radiación ultravioleta (alrededor de 74um).

La existencia de tan solo dos niveles de baja energía para el elevado número de posibles transiciones desde los niveles superiores del espectro visible que tienen lugar en el láser, hacer pensar en la posible existencia de una competencia entre las transiciones que acaban en un mismo nivel energético.

Esta competición se manifiesta como una mejora en la intensidad en el caso de la operación con una sola de las líneas, si se compara con la intensidad cuando se opera con todas las líneas.

Aunque este efecto está presente, tiene poca importancia, consiguiéndose mejoras de tan solo el 10% en la intensidad de la línea principal seleccionada al operar tan solo con ella. Por tanto el uso de prismas u otros elementos de dispersión no es especialmente ventajosa para láseres que usan Argón como medio activo [25].

Por último mencionar que la ganancia de los láser Iónicos se ve afectada por factores como: el campo magnético, la presión del gas y la descarga de la densidad eléctrica, entendiéndose por densidad eléctrica el número de partículas subatómicas (en este caso electrones) que cruzan una unidad de área por unidad de tiempo en un plano definido en el dirección perpendicular al movimiento de las partículas [32].

Uno de los factores que mayor influencia tienen sobre la ganancia de los citados anteriormente, es la densidad eléctrica. Esto se debe a que es necesaria la colisión de dos electrones para que tenga lugar la ionización y posterior bombeo de los átomos de Argón a los niveles energéticos superiores en los que tiene lugar las transiciones en el espectro visible. Por tanto, el número de electrones que atraviesan el medio por unidad de tiempo, la densidad eléctrica, va a ser de vital importancia a la hora de determinar la ganancia del medio, pudiéndose escribir una relación entre estas de la forma:

$$P = kJ^2V \quad (A1.4)$$

Donde  $P$  es la potencia de salida (ganancia del medio),  $k$  es una constante,  $V$  es el volumen del medio activo y  $J$  es la densidad eléctrica del medio, que afecta de manera cuadrática a la potencia de salida.

Campos magnéticos también pueden afectar el funcionamiento del láser. Un campo magnético sobre el plasma puede ayudar a realzar la inversión, ya que el campo tiende a forzar a los electrones libres a dirigirse hacia el centro del medio activo, lo que incrementa la posibilidad de que ocurran colisiones que bombeen átomos de Argón.

Desafortunadamente, el campo magnético también causa el denominado efecto Zeeman. Este efecto hace que estados inicialmente degenerados, es decir, estados físicos distintos que tienen el mismo nivel de energía [33] y que por tanto, sus transiciones entre diferentes pares de configuraciones energéticas corresponden a una sola línea espectral, se rompan debido al campo magnético. Esta ruptura se produce cuando el campo magnético interacciona de manera diferente con electrones con números cuánticos distintos, modificando ligeramente su energía. Esto da como resultado que las distintas configuraciones que existían anteriormente con una misma energía, ahora tengan pequeñas diferencias energéticas y que, por tanto, lo que antes era una línea espectral acabe dando un levado número de estas, con valores energéticos ligeramente diferentes [37].

La susceptibilidad al efecto Zeeman varía de línea a línea, cada una tiene una potencia de campo magnético óptima y en función de la frecuencia de radiación electromagnética perseguida se emplea una potencia u otra [25].

#### *A1.2.6 La cavidad resonante.*

Una cavidad resonante está compuesta por dos espejos reflectantes colocados en los extremos del medio activo con la finalidad de dotar de direccionalidad y amplificar el proceso de emisión estimulada, de tal manera que se produzca luz láser intensa y direccional dentro de ella.

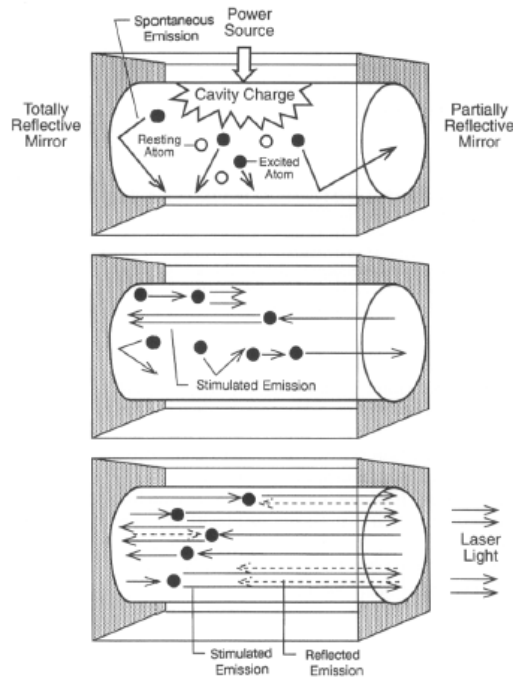
La amplificación se produce cuando los fotones, emitidos de manera paralela a la dirección en la que tiene lugar la emisión de luz láser, son reflejados en los espejos de la cavidad, siendo obligados a pasar de nuevo por el medio activo que se encuentra entre medias, aumentando la probabilidad de una posible interacción con otros iones excitados. La emisión estimulada produce, como se menciona en los apartados anteriores, la emisión de dos fotones de igual energía, fase y dirección cada vez que tiene lugar una interacción. De este modo si un fotón interacciona con un ión genera dos fotones que, a su vez, pueden interaccionar con dos nuevos iones generando cuatro fones, y luego ocho y así sucesivamente, produciendo un crecimiento exponencial de la población de fotones moviéndose direccionalmente, que tan solo se detiene cuando el equilibrio entre excitación y emisión es alcanzado.

No toda la radiación electromagnética contenida en la cavidad es reflejada de nuevo para su amplificación, si no que parte de ella se transmite fuera de ella. Para ello, uno de los dos espejos que componen la cavidad es



parcialmente reflectante, de tal manera que transmite una fracción de la energía contenida en la cavidad y refleja otra. La parte de radiación transmitida se convierte en el haz luminoso de salida del láser.

En láseres de emisión continua, como el de la instalación, una gran parte de la radiación es refleja dentro de la cavidad, y sólo un pequeño porcentaje, alrededor de un 10%, se transmite fuera [36].



**Figura A1.8:** Mecanismo de retroalimentación: a.- Primero se aplica energía para la ionización y bombeo de electrones en el gas del medio activo, la energía fluye dentro del sistema y se producen emisiones espontáneas de fotones. b.- Al aumentar la energía de bombeo, se produce una inversión de población, produciendo simultáneamente emisión espontánea y emisión estimulada. c.- Los espejos que forman la cavidad óptica en torno al medio activo, hacen que la emisión estimulada llegue a ser predominante en una dirección específica (el eje óptico del láser) [35].

#### *A1.2.6.1 Modos longitudinales del láser: condición de oscilación y ganancia láser.*

De lo visto hasta ahora se deduce que en la cavidad resonante se produce la emisión de ondas electromagnéticas con la misma dirección, amplitud y longitud de onda, desplazándose con sentidos diferentes, al ser reflejadas de izquierda a derecha por los espejos de la cavidad. Bajo estas condiciones, la interferencia entre las ondas, acaba generando ondas estacionarias.

Las ondas estacionarias se caracterizan, por presentar una serie de nodos que permanecen fijos sin oscilar a lo largo del tiempo, cuya distancia es la mitad de la longitud de onda de las ondas que están interfiriendo. Este tipo de ondas, también se caracterizan por que dos de sus nodos coinciden con los dos extremos de la cavidad, es decir, con un punto fijo de los espejos.

La exigencia, para la generación de ondas estacionarias, de que la onda comience con la misma fase en los extremos de la cavidad, limita el valor de

longitudes de onda que una onda estacionaria puede adoptar para una distancia  $L$  existente entre los espejos de la cavidad. Sólo serán admisibles valores de longitud de onda que sean múltiplos enteros de la longitud de la cavidad, consiguiendo que, al recorrer los extremos de la cavidad de un espejo al otro y el camino de vuelta, la onda llegue con la misma fase de partida. La condición a cumplir, la denominada condición de onda estacionaria, es por lo tanto:

$$\lambda_m = 2L/m \quad (A1.5)$$

Donde,  $L$  es la longitud de la cavidad óptica,  $m$ , es número de modo, definido como el número de semilongitudes de onda dentro de la cavidad óptica y  $\lambda_m$  es la longitud de onda del modo  $m$  dentro de la cavidad láser.

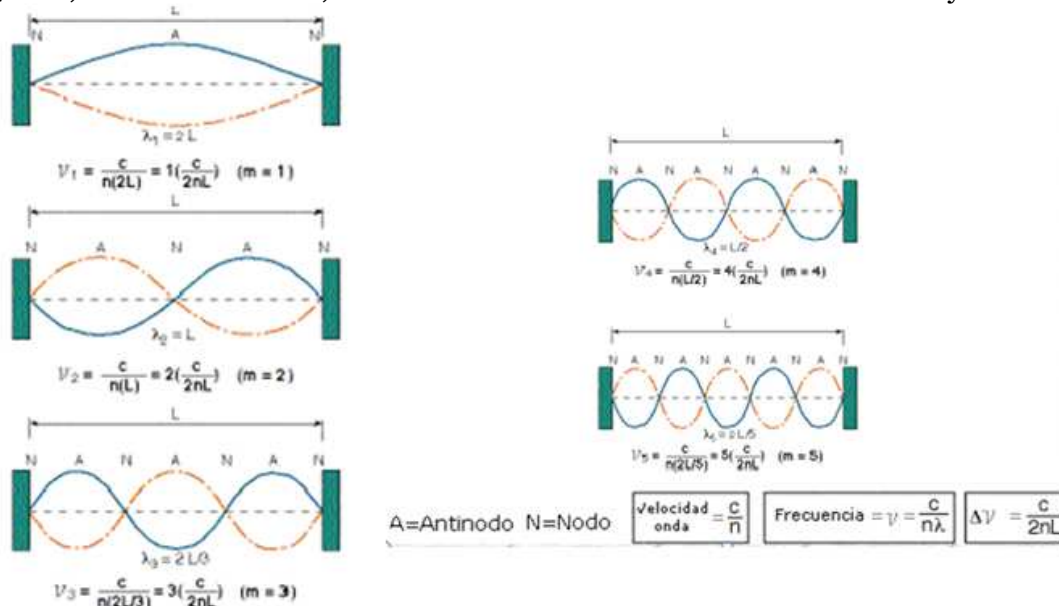
La longitud de onda en el medio activo de la cavidad puede ser relacionada con la longitud de onda en el vacío mediante el índice de refracción de la forma:

$$\lambda_m = \lambda_0/n \quad (A1.6)$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda de la radiación en el vacío y  $n$  es el índice de refracción del medio activo definido como  $n = f_m/c$ , siendo  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y donde  $f_m$  es la frecuencia de la onda en el medio, también llamada frecuencia del modo longitudinal, que puede ser escrita como:

$$f_m = m \left( \frac{c}{2nL} \right) \quad (A1.7)$$

Como se puede observar de la ecuación anterior, cada modo láser  $m$  es igual a un número entero de veces la frecuencia básica del modo longitudinal  $c/2nL$ , siendo este valor, la diferencia de frecuencias entre modos adyacentes.



**Figura A1.9:** Modos longitudinales admisibles en una cavidad óptica de longitud  $L$  [36].

En la figura se muestran los primeros cinco modos longitudinales, es decir, las cinco primeras ondas estacionarias cuya longitud de onda cumple la

condición de oscilación, y que por tanto, pueden estar presentes en la cavidad óptica de longitud  $L$ . Los modos longitudinales van a depender, además de la longitud de la cavidad  $L$ , del índice de refracción del medio activo  $n$ .

El modo longitudinal de oscilación para las frecuencias del espectro visible (el valor de  $m$ ), suele ser del orden de millones, existiendo un elevado número de nodos en la cavidad [36].

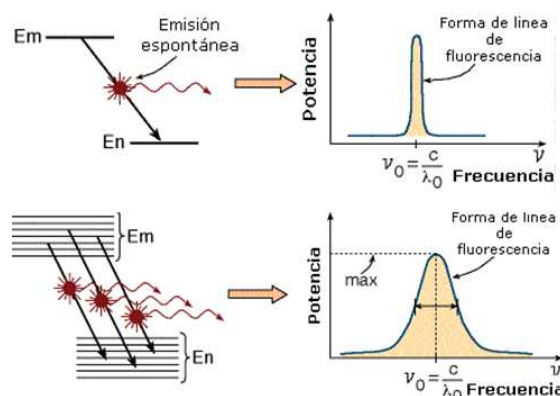
Además de la condición de onda estacionaria, otras dos condicionantes van a reducir el número de modos longitudinales (frecuencias) en los que puede operar un láser:

- Primero, el hecho de que el medio activo solo emita fotones, y por tanto tenga actividad láser, en las frecuencias en las que se producen transiciones entre distintos niveles, es decir, en las líneas de fluorescencia.
- Segundo, que no todos los modos sean amplificados de igual manera en la cavidad, siendo preciso, para que un modo longitudinal de lugar a actividad láser, que la ganancia  $G_m$  de dicho modo en la cavidad sea mayor que uno. A esta última condición se le denomina condición mínima de amplificación. La manera en que diversos factores afectan a la ganancia determinada de un modo es explicada a continuación.

#### *A1.2.6.2 Ganancia Laser: Amplificación de los modos longitudinales.*

La ganancia de un determinado modo longitudinal y por tanto, la amplificación y potencia de salida del láser en un determinado color, va a verse afectada por:

1. La inversión de la población: El aumento de la población de átomos con altos niveles de energía produce un aumento en la amplificación (ecuación A1.3) que a su vez, da como resultado un aumento en la ganancia del medio.
2. Las forma de las líneas de fluorescencia: Si representamos la intensidad de la radiación de emisión espontánea en función de la frecuencia tenemos que las posibles formas de las líneas de fluorescencia, o transiciones láser específicas, tienen la forma:



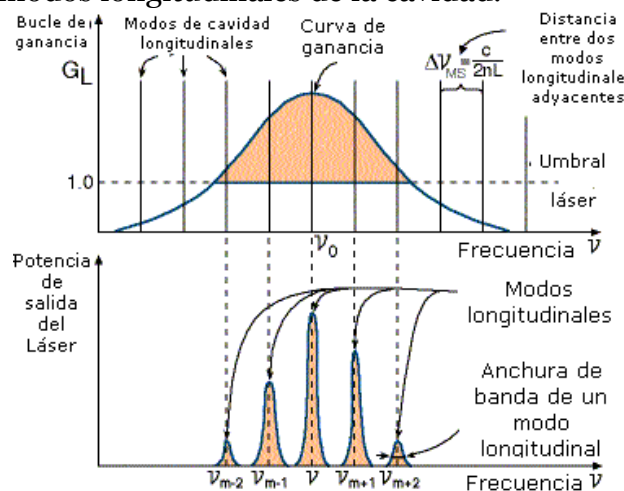
**Figura A1.10:** Arriba: Línea de fluorescencia entre niveles de energía estrechos (ideales) Abajo: Línea de fluorescencia entre niveles de energía anchos (reales) [36]

En el caso ideal, cuando la transición se produce entre niveles de energía estrechos, la línea de fluorescencia también es estrecha y cuanto más estrecha es la línea de fluorescencia más fácil es producir una inversión de población (la energía requerida para obtener una mayor ganancia es menor) [36].

Sin embargo, en el caso real, existe un elevado número de líneas de fluorescencia próximas entre sí (ver figura A1.7 caso real), que producen un elevado número de transiciones distintas, cada una con una intensidad diferente, lo que acaba dando lugar a una función de frecuencia, de anchura finita, siendo preciso, en función de esta anchura suministrar una mayor energía.

No olvidar que, además del ancho de banda de un modo longitudinal específico, existe un ancho de banda del láser, ya que el láser puede contener muchos modos longitudinales (el laser de ión Argón es capaz de emitir en modos longitudinales desde 480 nm hasta 500nm)

La figura 5.4 muestra la curva de ganancia del láser para diferentes frecuencias, y los modos longitudinales de la cavidad.



**Figura A1.11:** Curva de ganancia del láser, y anchura de bandas emitidas [36].

En la parte inferior de la figura se distinguen los distintos modos longitudinales existentes en un láser Helio-Neón, mientras que en la parte superior se puede observar cómo sólo cuando la ganancia supera el valor umbral,  $G_m = 1$ , el modo longitudinal es amplificado, y por tanto, el láser es capaz de producir radiación electromagnética en dicha frecuencia.

En la figura también se observa cómo algunos láseres consiguen ganancias positivas en más de un modo longitudinal, emitiendo simultáneamente en diferentes longitudes de onda diferentes, con la consecuente pérdida de monocromaticidad y coherencia.

Esta pérdida carece de importancia, cuando lo que se busca es operar con haces láser de la mayor intensidad posible, ya que en este caso, la mayor parte de la energía se interviene en las transiciones de mayor energía, eliminando

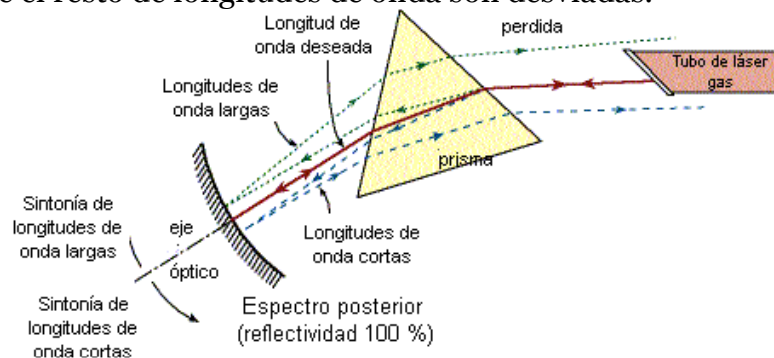
aquellas líneas que carecen de energía suficiente para superar las pérdidas de la cavidad.

Cuando se busca operar en líneas de la mayor intensidad posible, no se necesitan dispositivos especiales, ya que la mayor parte de la energía se invierte en dicha transición, mientras que el resto de líneas se quedan sin la energía suficiente para superar las pérdidas de la cavidad.

Cuando lo que se quiere es operar en una línea o modo concreto, se hacen precisos una serie de dispositivos especiales. Estos dispositivos están destinados a controlar las pérdidas existentes en la cavidad, de tal manera que todas las longitudes de onda diferentes a la seleccionada no superen el umbral de ganancia y sean eliminadas.

Si la diferencia entre las posibles longitudes de onda emitidas no es muy grande, como es el caso del láser ión Argón que opera, como ya se dijo, entre longitudes de 480 nm a 500nm, la mejor manera de elegir una longitud de onda específica es añadir un prisma óptico dentro de la cavidad. El prisma selecciona la longitud de onda deseada, utilizado para ello la dispersión que este tipo de elemento óptico produce entre longitudes de onda adyacentes.

La dispersión introducida por el prisma permite que sólo una longitud de onda esté alineada y se mueva adelante y atrás entre los espejos de la cavidad, mientras que el resto de longitudes de onda son desviadas.



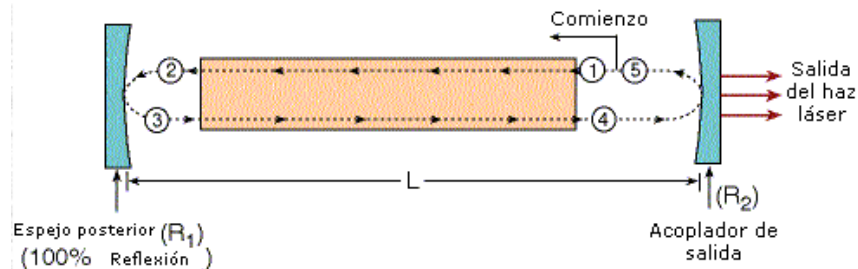
**Figura 1.12:** Prisma como un elemento para seleccionar la longitud de onda del láser [36].

La dispersión en el haz láser es el resultado de los diferentes índices de refracción para las diferentes longitudes de onda. En el espectro visible, el índice de refracción de los materiales es mayor para las longitudes de onda más cortas. Por lo tanto, las longitudes de onda más largas son menos refractadas en el prisma que las longitudes de onda más cortas [36].

3- Las pérdidas que tienen lugar en el láser: Las pérdidas juegan el papel contrario a la amplificación producida por el medio activo, así cuando se genera una radiación electromagnética que recorre el medio activo, una competición entre amplificación y pérdidas tienen lugar. Es preciso, para que se produzca acción láser en un determinado modo longitudinal, que la ganancia total sea algo mayor que todas las pérdidas, como se ha estado viendo en el punto anterior.

La ganancia de un determinado modo  $G_m$  se define como la ganancia neta (amplificación menos las pérdidas) de la radiación transmitida a través del láser a lo largo de un viaje por la cavidad de oscilación [36]:

$$G_m = E_5/E_1 \quad (A1.8)$$



**Figura 1.13:** Camino de paso de la radiación a través de la cavidad láser [36].

Las pérdidas están producidas por motivos como:

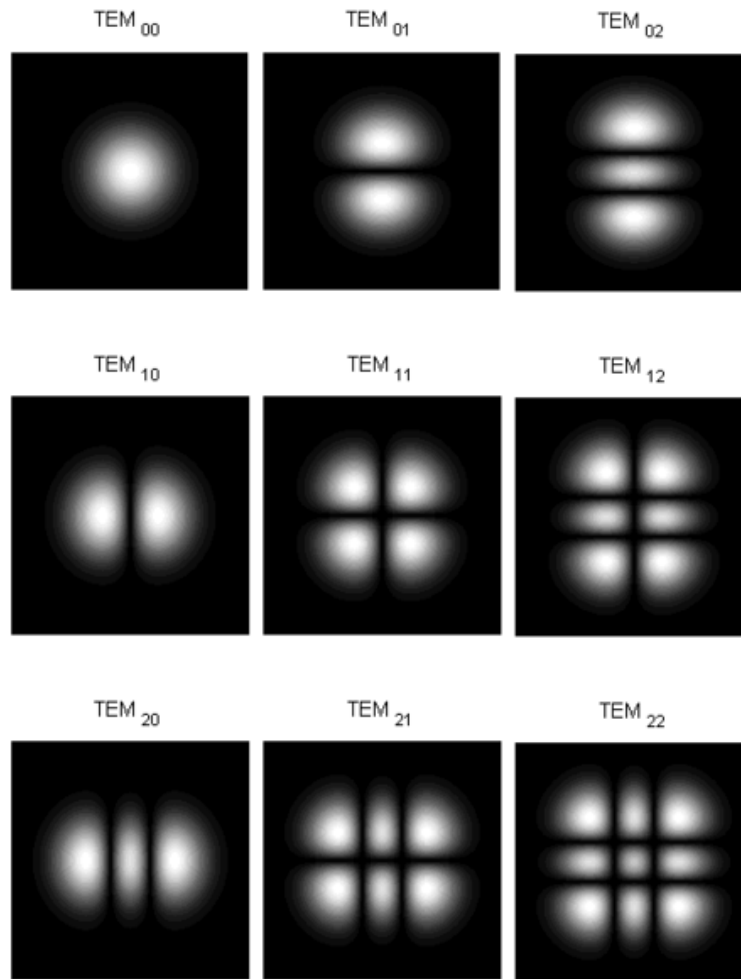
- Pérdidas por dispersión y absorción en los espejos de los extremos.
- Salida de la radiación a través del acoplador de salida.
- Pérdidas por dispersión y absorción en el medio activo, y en las paredes del láser.
- Pérdidas por difracción debidas al tamaño finito de los componentes del láser.

Estas pérdidas provocan que parte de la radiación no tome parte en el proceso láser. La forma de calcularlas no es recogida en este proyecto, pudiendo encontrar una descripción detallada de su cálculo en [36].

#### *A1.2.6.3 Modos transversales de un láser.*

Hasta ahora hemos contemplado los modos longitudinales de un láser, es decir la distribución de la intensidad emitida por un láser a lo largo de su eje óptico, en este apartado se analiza la distribución de intensidad medida sobre la sección perpendicular al haz (perpendicular al eje óptico del láser).

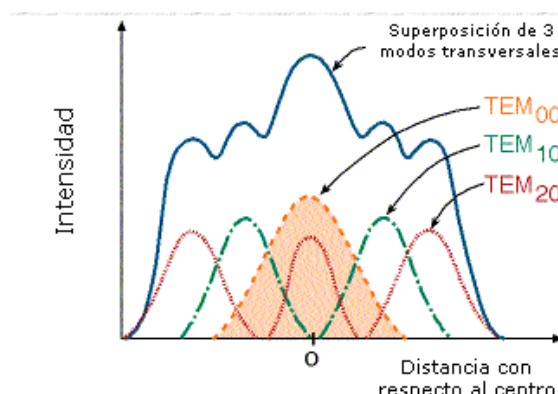
Los modos transversales se crean por la anchura de la cavidad, que permite que se produzcan algunos modos "diagonales" dentro de la cavidad láser. Un pequeño desalineamiento de los espejos produce una longitud de paso diferente para los diferentes "rayos" dentro de la cavidad. Por lo tanto, la distribución transversal de intensidad del haz láser no es una distribución perfectamente uniforme, existiendo una distribución específica en regiones con alta intensidad y regiones con ninguna radiación.



**Figura A1.14:** Modos Transversales-electromagnéticos de un Láser [30].

A la forma de la distribución de energía en la sección perpendicular al haz se le llama  $TEM_{mn}$ . Los subíndices responden a una nomenclatura en la que m es el número de puntos con iluminación nula (entre regiones iluminadas) a lo largo del eje horizontal y n es el número de puntos con iluminación nula (entre regiones iluminadas) a lo largo del eje vertical.

Si ahora hacemos una representación de la intensidad contenida en tres de estos modos a medida que recorremos el haz de manera perpendicular a la dirección de desplazamiento del mismo, tenemos que:



**Figura A1.15:** Radiación láser en los tres primeros modos transversales [36].

En la figura anterior se muestra la distribución de intensidad para los tres primeros modos transversales y la intensidad obtenida mediante su superposición. Se puede observar como el modo transversal  $TEM_{00}$  se caracteriza por tener el menor diámetro y una distribución gaussiana, en la que el punto de mayor intensidad se encuentra en el centro del haz.

La forma de seleccionar la emisión láser en un modo transversal u otro es mediante la colocación de aberturas de diámetro regulable, dentro de la cavidad óptica. Esto hace que, al seleccionar aperturas pequeñas, sólo el modo más pequeño, y por tanto de menor diámetro, es capaz de pasar a través de la apertura, mientras que el resto de modos superiores son atenuados.

La principal ventaja de operar con el modo transversal  $TEM_{00}$ , a pesar de la pérdida de intensidad que la reducción de la apertura produce, es que la generación de una distribución Gaussiana del haz va a tener una serie de propiedades interesantes a la hora de su utilización en determinados sistemas ópticos, entre ellos los sistemas LDV y PDPA utilizados en la instalación.

Las Propiedades del Modo Básico Transversal Gaussiano son:

- Tiene el menor ángulo de divergencia de todos los modos transversales.
- Puede enfocarse con un área de proyección más pequeña que la del resto de modos.
- La luz emitida de este modo transversal presenta mayor coherencia espacial que el resto.
- La distribución espacial de un haz Gaussiano permanece Gaussiana mientras el haz se propaga a través del espacio.
- La imagen de un haz Gaussiano que pasa a través de una lente u otro elemento óptico, produce otro haz Gaussiano.

La luz emitida por el láser va a ser manipulada posteriormente por los sistemas PIV y PDPA, permitiendo la obtención del diámetro y velocidad de las gotas introducidas en la instalación.

Por tanto, estos sistemas requieren para su funcionamiento, una fuente de luz intensa y direccional, en el que estén presentes las líneas de fluorescencia de mayor intensidad, y con un modo transversal gaussiano. Siendo el láser el responsable de suministrársela.

Una descripción técnica de los componentes del láser, así como el proceso seguido para su instalación, vienen recogidos en el apartado 7.1 del presente documento.



## **ANEXO II: Sistema de medida de velocidad (LDV) y del tamaño de partículas (PDPA).**

Definidos los principios físicos que rigen el funcionamiento básico del láser utilizado para el proyecto, queda definir el sistema que procesa el rayo de luz emitido por este, y que permite determinar la velocidad y tamaño de las partículas inyectadas al sistema.

En primer lugar decir, que las técnicas empleadas en los sistemas de PDPA (Phase Doppler Particle Analyzer) y LDV (Laser Doppler Velocimeter), utilizados para medir el tamaño y velocidad de las partículas, involucran un gran número de procesos físicos complejos, siendo necesaria la descripción detallada de un gran número de diferentes campos de la física.

No es el objeto de este proyecto hacer una descripción pormenorizada de todos los fundamentos físicos del sistema, sino dar una noción que permita, a posteriori, un mejor entendimiento de lo que está aconteciendo durante el uso del mismo.

Descripciones más detalladas de estos sistemas se pueden encontrar en la bibliografía [38], [39], [40], [41] y [42]. A continuación se expone un resumen de lo extraído de estos textos, y principalmente del primero.

### **A2.1 Principios básicos de medida.**

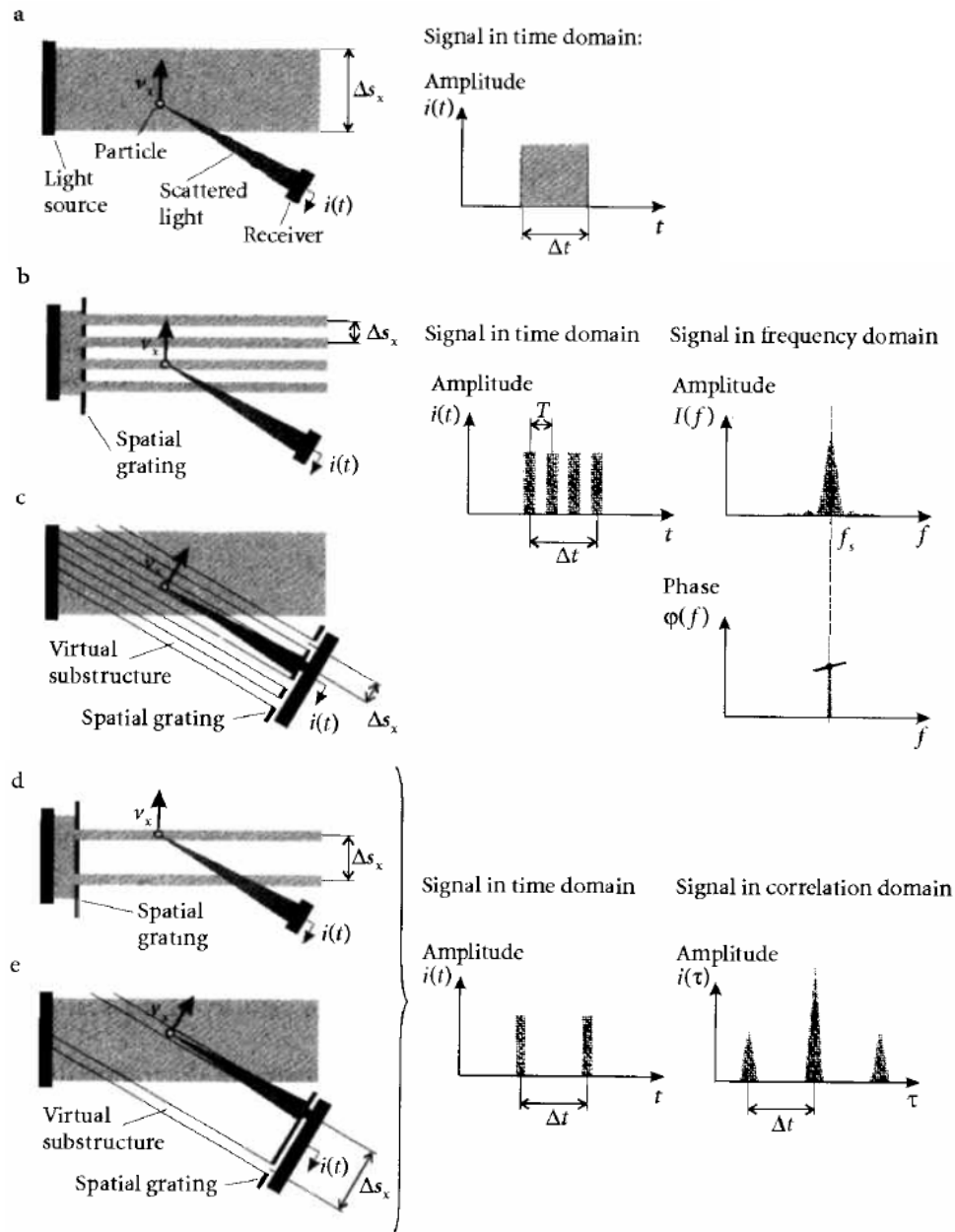
Toda medición directa de velocidad,

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (\text{A2.1})$$

requiere la medida del tiempo,  $\Delta t$ , en la que una partícula tarda en recorrer una distancia  $\Delta s$ . Las técnicas de medida ópticas marcan los límites de  $\Delta s$ , con imágenes tanto reales como imaginarias. Estas señales luminosas generan una segunda señal debido a la dispersión de las partículas que pasan a través de ellas, llamadas centros de dispersión de la luz. Por último, la luz dispersada por la partícula, es recogida por un receptor que mide la intensidad y variación temporal de la misma.

De esta forma se consigue una medida directa de la velocidad de la partícula, o, en el caso de que la partícula tenga la misma velocidad del fluido en el que se encuentra suspendida, la velocidad del flujo.

Una representación esquemática de las diferentes configuraciones puede verse en la siguiente figura:



**Figura A2.1** Técnicas de medida del flujo usando un volumen de medida óptico fijo [38].

En la configuración A2.1a se puede ver como la duración del pulso,  $\Delta t$ , es proporcional a la componente x de la partícula, pudiendo obtener de manera directa el valor de la componente x de la velocidad  $v_x$ .

En las figuras A2.1b,c, d y e se observa las posibles configuraciones que se obtienen al introducir una rejilla en la fuente de luz o en receptor y los efectos que este elemento produce.

El objetivo principal de estas rejillas ópticas es el de generar patrones franjas (Fringe patterns), es decir, una imagen cuya intensidad varía periódicamente, dando lugar a un patrón de luces y sombras. Cada vez que la partícula pasa por una franja de alta intensidad genera un pulso luminoso, dando lugar a la generación de una serie de pulsos uniformemente distribuidos,

cuya frecuencia es directamente proporcional a la velocidad normal de la partícula a través de las líneas de la rejilla

$$v_x = \frac{\Delta x}{T} = f\Delta x \quad (\text{A2.2})$$

donde  $\Delta x$  es el espaciado existente entre líneas de la rejilla y  $T$  es el periodo entre pulsos.

El segundo parámetro que se pretende medir con estos sistemas, el tamaño de las partículas, se obtiene de la amplitud, la visibilidad, en la fase y en tiempo de medida de las señales emitidas por las partículas.

Para poder llevar a cabo todas estas medidas es preciso el uso de luz monocromática y coherente producida por un láser. La forma en la que esta luz es empleada con tal fin, es descrita en los siguientes apartados [38].

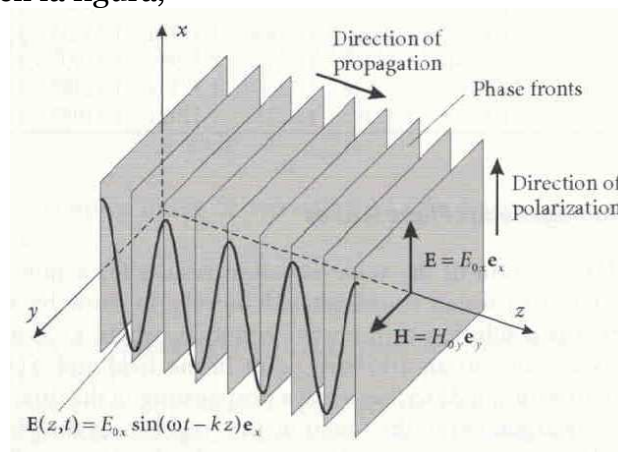
## A2.2 Fundamentos físicos de la propagación y dispersión de la luz.

Para poder hacer una descripción de este tipo de sistemas es necesario, en primer lugar, introducir una serie de fundamentos físicos relacionados con la naturaleza con la que la luz es propagada y dispersada.

### A2.2.1 Ondas electromagnéticas.

La propagación de la luz puede ser descrita a través de la teoría de las ondas electromagnéticas, basada en las ecuaciones de Maxwell. Estas ecuaciones establecen una relación entre la potencia del campo eléctrico  $E$ , la potencia del campo magnético  $H$  y la distribución de las cargas en el espacio  $\rho$ .

Para el caso de ondas homogéneas planas, que presentan un comportamiento sinusoidal en espacio y tiempo, asumiendo además, que la onda se encuentra polarizada en la dirección  $x$  y propagándose en la dirección  $z$  como se muestra en la figura,



**Figura A2.2:** Onda plana homogénea [38].

Se puede escribir la ecuación de la potencia del campo eléctrico y magnético como:

$$\underline{E} = E_{0x} e^{[j(\omega t - kz)]} e_x \quad (\text{A2.3})$$

$$\underline{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_{0x} e^{[j(\omega t - kz)]} e_y \quad (\text{A2.4})$$

donde  $k$  es el número de onda definido como  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\epsilon$  y  $\mu$  son la permitividad y la permeabilidad magnética relativa del medio en el que se propagan las ondas y  $E_{0x}$  es la amplitud de la potencia del campo eléctrico en la dirección  $x$  y donde el símbolo  $\underline{E}$  denota número complejo.

Hacer notar que la dirección de ambos campos viene dada por los vectores unitarios  $e_x$  y  $e_y$  pertenecientes a los ejes de coordenadas, y perpendiculares entre sí, existiendo por tanto perpendicularidad entre ambas ondas. Además, ambas ecuaciones están acopladas, pudiéndose describir las ondas electromagnéticas a partir de una de las ondas que las componen, siendo la onda eléctrica la más comúnmente utilizada.

A parte de la potencia, otros conceptos son necesarios para la posterior descripción de los sistemas de media LDV y PDPA, así se define la densidad energética en función del campo eléctrico como

$$w = \epsilon E^2 \quad (\text{A2.5})$$

La cantidad de energía por unidad de tiempo pasando a través de una unidad de superficie, o lo que es lo mismo, la potencia incidente por unidad de superficie

$$|P| = cw = c\epsilon E^2 \quad (\text{A2.6})$$

Donde  $c$  es la velocidad de la luz, y por consiguiente la energía existente en una onda electromagnética es transportada por el espacio a dicha velocidad.

Por último, y dado que la densidad energética es difícilmente medible de manera directa, debido a que la alta frecuencia de los electrones hace indetectable sus variaciones a los sensores, se define también el concepto de intensidad, consistente en un promedio temporal de la potencia por unidad de superficie.

$$I = \langle |P| \rangle = c\epsilon \langle E^2 \rangle = \frac{c\epsilon}{2} E_{0x}^2 \quad (\text{A2.7}) \quad \text{donde} \quad \langle f(x) \rangle = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(x) dx$$

Y en notación compleja

$$I = \frac{c\epsilon}{2} \underline{E} \cdot \underline{E}^* \quad (\text{A2.8})$$

Donde  $\underline{E}^*$  es el conjugado complejo de  $\underline{E}$ .

#### A2.2.1.1 Polarización de las ondas electromagnéticas.

Otro concepto necesario a la hora de poder entender posteriormente los sistemas PDPA y LDV es el de la polarización.

Las ondas homogéneas planas propagándose en la dirección  $z$ , no tienen porqué estar contenidas en el plano  $x$  del eje de coordenadas, siendo posible encontrar ondas contenidas en cualquier otro plano con un cierto ángulo respecto a este, o en un caso más genérico, dejar de estar contenidas en un plano (polarización circular o elíptica). Para estos casos, la potencia eléctrica  $E$  se suele descomponer en dos componentes perpendiculares a la dirección de propagación

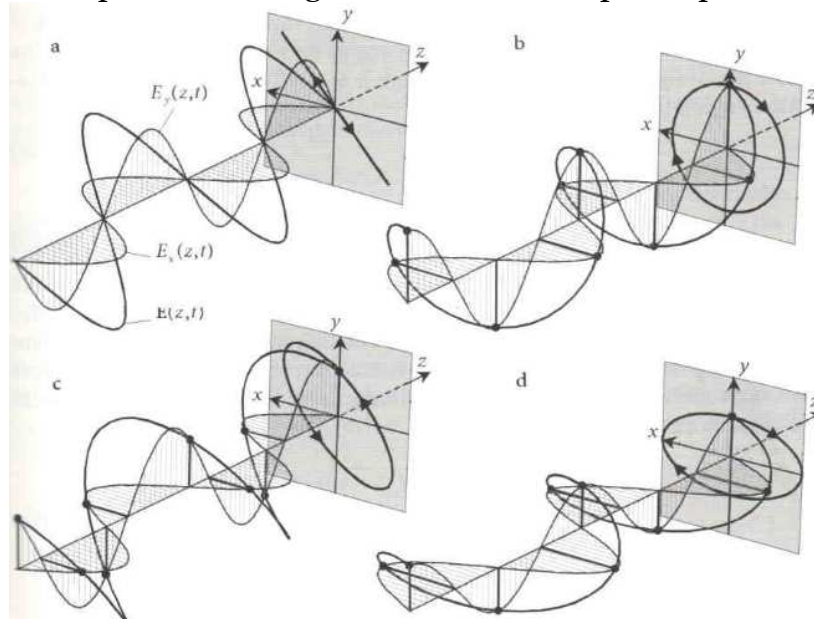
$$\underline{E}(t,z) = e_x \underline{E}_x(t,z) + e_y \underline{E}_y(t,z) \quad (\text{A2.9})$$

donde  $\underline{E}_x$  y  $\underline{E}_y$  son ondas parciales e independientes, con componentes ortogonales entre sí y un desfase relativo entre ellas de  $\varphi_x - \varphi_y$ , donde:

$$\underline{E}_x = E_{0x} e^{[j(\omega t - kz + \varphi_x)]} \quad (\text{A2.10})$$

$$\underline{E}_y = E_{0y} e^{[j(\omega t - kz + \varphi_y)]} \quad (\text{A2.11})$$

El desfase existente  $\varphi_x - \varphi_y$  y de la diferencia de amplitudes  $E_{0x}$  y  $E_{0y}$  entre ambas componentes da lugar a los diferentes tipos de polarización [38].



**Figura A2.3:** Polarización de la luz a. Lineal a 45° b. Circular con giro en la dirección de las agujas del reloj c. Elíptica con giro en la dirección de las agujas del reloj [38].

### *A2.2.2 Dispersión (Scatering) de partículas.*

En este apartado se presenta un breve resumen de las teorías de la dispersión de la luz, así como sus fundamentos y una serie de resultados de la dependencia de la intensidad de la dispersión con el tamaño de la partícula.

La dispersión de la luz juega un papel de vital importancia en el empleo de las técnicas LDV y PDPA, ya que, en ella, se encuentra contenida la información que permite determinar la velocidad de la partícula así como su tamaño.

Se hace preciso que estos sistemas sean capaces de captar la luz dispersada por las partículas que se encuentran en el flujo multifásico analizado, utilizando para ello fotodetectores que generan señales eléctricas de cuyo análisis se extraen el tamaño y velocidad de las partículas contenidas en el flujo.

De forma general, las propiedades de la luz dispersada por una partícula esférica cuando una onda electromagnética plana incide sobre ella, pueden ser descritas o bien mediante la óptica geométrica (OG), o bien mediante la teoría de Lorenz-Mie (LMT).

Mientras que la óptica geométrica considera que la energía de la radiación electromagnética es transportada mediante rayos luminosos, depreciando la naturaleza onda-fotón de la luz, y describiendo la dispersión mediante las leyes fenomenológicas de Snell de la reflexión y la refracción (wikipedia), la teoría de Lorenz-Mie descompone la onda incidente en la suma de un conjunto de ondas esféricas distribuidas en el espacio, resolviendo posteriormente las ecuaciones de Maxwell para cada una de las ondas al aplicar el principio de superposición [38].

El uso de una u otra teoría depende del tamaño de las partículas analizadas, siendo sólo posible aplicar la óptica geométrica cuando la longitud de onda de la luz es mucho menor que las dimensiones de la partícula  $d_p \ll \lambda_b$ .

Otro factor que afecta a la aplicabilidad de ambas teorías es la naturaleza gaussiana de los haces láser empleados en los sistemas LDV y PDPA, que hace que, aunque la onda sea plana, su intensidad no esté uniformemente distribuida, limitando la aplicabilidad de estas teorías, al dejar de ser cierta la suposición de campo homogéneo, condición que solo es cierta en el caso en el que el diámetro de las partículas analizadas sea mucho menor que muñeca del haz luminoso  $d_p \ll d_b$ .

Esto ha generado la necesidad de ampliar las teorías originales de la dispersión de partículas esféricas ante ondas planas a nuevas teorías que consideran ondas incidentes no homogéneas.

Haciendo un cuadro resumen tenemos:

**Cálculo de la dispersión de la luz para partículas esféricas**

<i>Aproximación a la óptica geométrica</i> $d_p \ll \lambda_b$	<i>Soluciones de la ecuación de ondas</i> <i>(todos los tamaños)</i>
<i>Onda incidente plana</i>	
Óptica geométrica (OG)	Teoría de Lorenz-Mie (LMT)
<i>Onda incidente no homogénea</i>	
Óptica geométrica extendida (EGO)	Teoría de Fourier-Lorenz-Mie (FLMT)

**Tabla A2.1**

El presente proyecto sólo presenta una serie de resultados para el caso más sencillo de onda incidente plana, existiendo una extensa lista bibliográfica en [38] y pudiendo encontrar una descripción detallada de la dispersión de pequeñas partículas en [45].

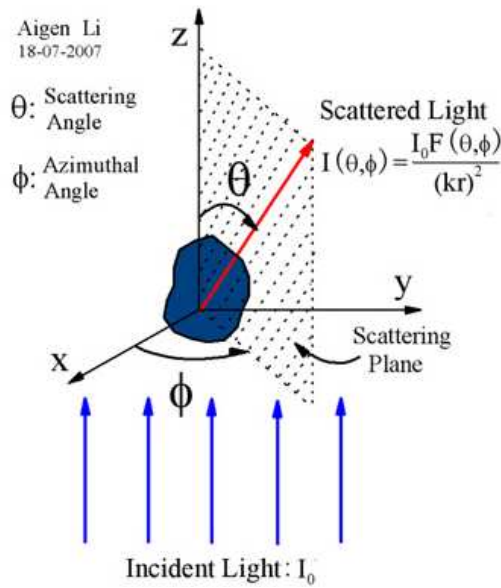
*A2.2.2.1 Características de la dispersión de la luz de ondas planas.*

Cuando una onda electromagnética plana incide sobre una partícula esférica, esta se ve dispersada o absorbida.

Si la intensidad de la luz que incide sobre la partícula es  $I_0(\lambda)$  y su longitud de onda es  $\lambda_b$ , el valor de intensidad de la parte de la luz que es dispersada,  $I(\lambda)$ , en la dirección definida mediante las coordenadas esféricas por  $\nu_s$  y  $\varphi_s$  se puede escribir como:

$$I(\lambda) = \frac{I_0(\lambda) \underline{S}(\nu_s, \varphi_s)}{k^2 r^2} \quad (\text{A2.12})$$

Donde  $\nu_s$  es el llamado ángulo de dispersión: el ángulo formado entre la dirección de dispersión y el haz incidente, que toma valores entre  $0^\circ < \nu_s < 180^\circ$ .  $\varphi_s$  Es el denominado ángulo acimutal, que determina de forma única el plano de dispersión, definido mediante la dirección incidente y la dirección de dispersión considerada (Ver figura A2.4). El ángulo acimutal toma valores entre  $0^\circ < \varphi_s < 360^\circ$ .  $\underline{S}(\nu_s, \varphi_s)$  Es la función de dispersión, función adimensional que contiene las propiedades de la partícula y que permite relacionar el rayo o campo incidente con el rayo o campo dispersados. Finalmente  $r_{pr} \gg \lambda_b/2\pi$  (para asegurar campo lejano) es la distancia entre el punto de medida y la partícula de dispersión, y  $k = 2\pi/\lambda$  es el número de onda en el vacío.



**Figura A2.4:** Esquema de la geometría de la dispersión de la luz de una partícula de polvo en un campo de radiación electromagnética incidente de intensidad  $I_0$  que dispersa radiación en  $I(\theta_s, \phi_s)$ , dentro de un ángulo de dispersión  $\nu_s$  ( $\theta$  en la figura), que será  $0^\circ$  para dispersión directa y  $180^\circ$  para dispersión inversa, un ángulo acimutal  $\phi_s$  ( $\phi$  en la figura) y una distancia  $r_{pr}$  de la mota de polvo [46].

Para el uso de los sistemas de medida descritos, se hace preciso relacionar la cantidad de luz dispersada en función de los siguientes parámetros:

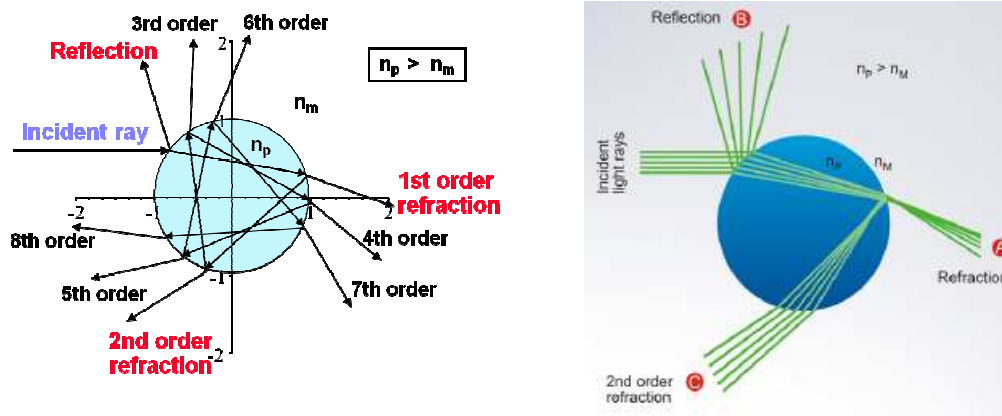
- $x_m$ : El llamado Parámetro- Mie, parámetro adimensional usado para analizar la influencia que el tamaño de las partículas tienen sobre la dispersión de la luz.

$$x_m = \frac{\pi d_p}{\lambda_b} \quad (\text{A2.13})$$

- $\underline{m}$ : El índice complejo de refracción, dado por la ecuación  $\underline{m} = m(1 - jk)$ , donde  $k$  es el llamado coeficiente de absorción, este parámetro representa la cantidad de luz que es absorbida cuando una onda electromagnética se propaga a través de un material.
- $I_0$ : La intensidad de la onda incidente.
- $\nu_s$ : El ángulo de dispersión definido con anterioridad.

Conocer la influencia que estos parámetros ejercen sobre la dispersión de la luz es de vital importancia por dos motivos: en primer lugar porque dicho conocimiento permite conseguir posicionar los fotodetectores en lugares donde la intensidad dispersada es máxima asegurando una mayor calidad de la señal obtenida, y el segundo, porque permite conseguir un posicionamiento en la cual un único *orden de dispersión* predomina sobre el resto en toda la superficie del receptor, condición indispensable para los sistemas de medida PDPA. Por orden de dispersión se entiende, para la óptica geométrica, como el número de reflexiones que tienen lugar dentro de la partícula hasta que es finalmente refractada. Por tanto una reflexión directa tiene orden  $N=1$ , mientras que si un haz atraviesa la partícula el orden de reflexión es  $N=2$ .





**Figura A2.5:** Órdenes de difracción para una partícula esférica en el régimen de óptica geométrica [42].

Esta clasificación en órdenes de dispersión solo cobra sentido cuando la luz es considerada como rayos luminosos, y por tanto carece de sentido cuando se emplea la teoría de óptica geométrica. Sin embargo, fruto del estudio llevado a cabo por Debye (1908) y Lock (1988) se ha conseguido aproximar esta útil interpretación, con las soluciones obtenidas a partir de la teoría de Lorenz-Mie, que como ya se dijo, son genéricas para cualquier tamaño. Al equivalente de los órdenes de dispersión en la teoría de Lorenz-Mie, se les denomina modos de dispersión.

La mayor parte de la intensidad está contenida en la reflexión (orden  $N=1$ ) y en los tres primeros órdenes de refracción. Por tanto conocer las regiones en las que determinados modos de reflexión son predominantes, permite la obtención de una señal de mayor intensidad, o lo que es lo mismo, de mayor calidad, tanto para sistemas LDV como para PDPA, siendo este uno de los motivos mencionados anteriormente para realizar este análisis.

Además de la calidad de la señal, la elección de un modo de dispersión predominante es fundamental en el caso de los sistemas PDPA, ya que, como veremos más adelante, estos sistemas miden el desfase introducido por el tamaño de la partícula en la señal captada por dos detectores. La fase del haz luminoso captado se ve afectada por el camino seguido por este hasta su llegada al detector, y por tanto, un desfase adicional, un error, es introducido cuando cada uno de los detectores capta un modo distinto de dispersión.

Los resultados obtenidos al analizar la influencia que cada uno de los parámetros anteriormente citados tienen sobre la dispersión de la luz son mostrados a continuación.

#### *A2.2.2.2 Intensidad de luz dispersada como función del diámetro de la partícula.*

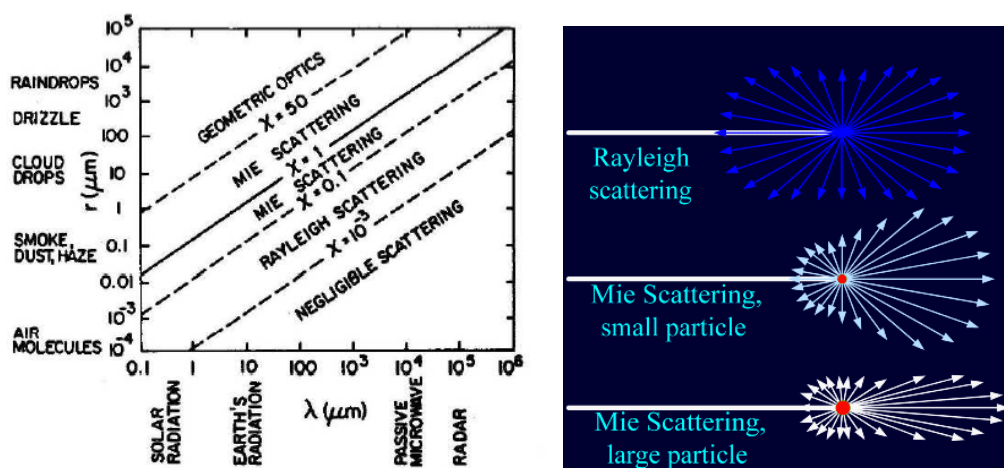
Tres regímenes diferentes con tres formas diferentes de dispersar las ondas electromagnéticas planas, pueden ser identificados en función del tamaño de la partícula:

Zona Rayleigh	Zona Mie	Zona Óptica Geométrica
$a_p \ll \lambda$ ( $x \ll 1$ )	$a_p \sim 1\lambda$ ( $x \sim 1$ )	$a_p \gg \lambda$ ( $x \gg 1$ )

**Tabla A2.2:** Diferentes zonas de dispersión en función del tamaño de la partícula  $a_p$ , y del parámetro Parámetro- Mie  $x$ .

- *Zona de dispersión de Rayleigh:* este tipo de dispersión tiene lugar cuando la partícula es muy pequeña en comparación con la longitud de onda de la luz incidente  $x_m \ll 1$ , en este caso la intensidad de la luz dispersada adquiere valores pequeños, presentando una dependencia exponencial aproximadamente constante con la sexta potencia del parámetro Mie para polarización paralela  $I \sim x_m^6$ .
- *Zona de dispersión óptica:* para partículas en el que la longitud de onda es mucho menor que el tamaño de la partícula  $x_m \gg 1$ , la intensidad de la luz dispersada por la partícula responde a las leyes de la óptica geométrica, existiendo una relación del cuadrado del parámetro Mie  $I \sim x_m^2$ .
- *Zona de Dispersión Mie:* Existe una región de dispersión intermedia, en la que ninguna de las dos teorías anteriores es aplicable. Este tipo de dispersión se da para tamaños de la longitud de onda comparables al diámetro de la partícula  $x_m \approx 1$ , y se caracteriza por importantes oscilaciones en la cantidad de luz dispersada, en función del ángulo de de dispersión analizado y de las propiedades de la partícula [44].

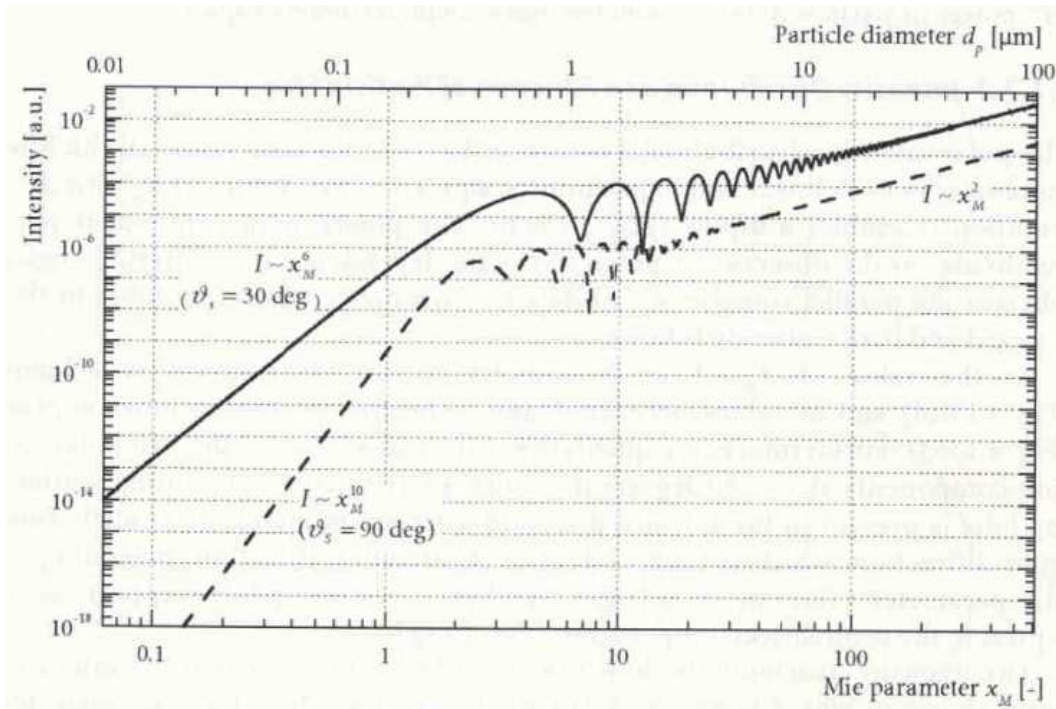
El tipo de partículas que se pueden encontrar en cada uno de las diferentes zonas y la forma en las que estas dispersan la luz es mostrado a continuación.



**Figura A2.6:** (a) Diferentes formas de dispersión para distintos valores del tamaño de la partícula  $x$  en función de la longitud de onda [40]. (b) intensidad dispersada por cada una de las partículas en función del ángulo de dispersión [49].

Es importante enfatizar que, a pesar de esta clasificación, la teoría de Lorenz-Mie es aplicable a cualquiera de las tres regiones, mientras que las teorías dispersión de Rayleigh y de dispersión óptica, aunque más sencillas, tienen limitado su uso a determinados tamaños de partícula.

Si ahora hacemos una representación gráfica de la intensidad dispersada en función del parámetro Mie (del tamaño de partícula) con la parte real del índice de refracción del agua  $\underline{m} = 1.33$  y para diferentes ángulos de dispersión tenemos:

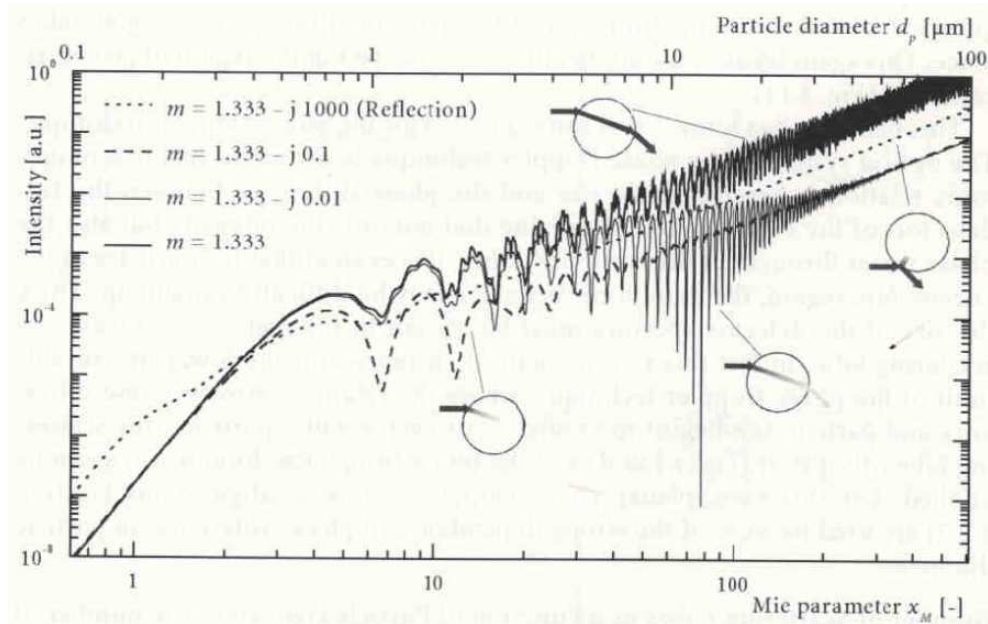


**Figura A2.7:** Intensidad de la luz dispersada en función del parámetro Mie  $x_m$ , cuando  $\underline{m} = 1.33 - j0.316$ , con polarización paralela con ángulo de dispersión  $\nu_s = 60^\circ$  y  $\nu_s = 90^\circ$  [38].

Donde se hace visible la clasificación anteriormente citada, con una zona inicial lineal, de dependencia exponencial  $I \sim x_m^6$ , una segunda zona de elevadas fluctuaciones, y una tercera región de dependencia exponencial  $I \sim x_m^{-2}$ .

Además del caso genérico de  $\nu_s = 30^\circ$  descrito con anterioridad, podemos observar cómo si se coloca el detector con un ángulo de dispersión  $\nu_s = 90^\circ$  y se escoge una polarización paralela, la cantidad de luz dispersada para pequeñas partículas decae con la décima potencia del parámetro Mie. Esto se debe al efecto que el ángulo de dispersión tiene sobre la intensidad dispersada, análisis que se lleva a cabo en el siguiente apartado.

Haciendo la misma gráfica anteriormente mostrada para partículas con un índice de refracción con diferentes valores de absorción tenemos:



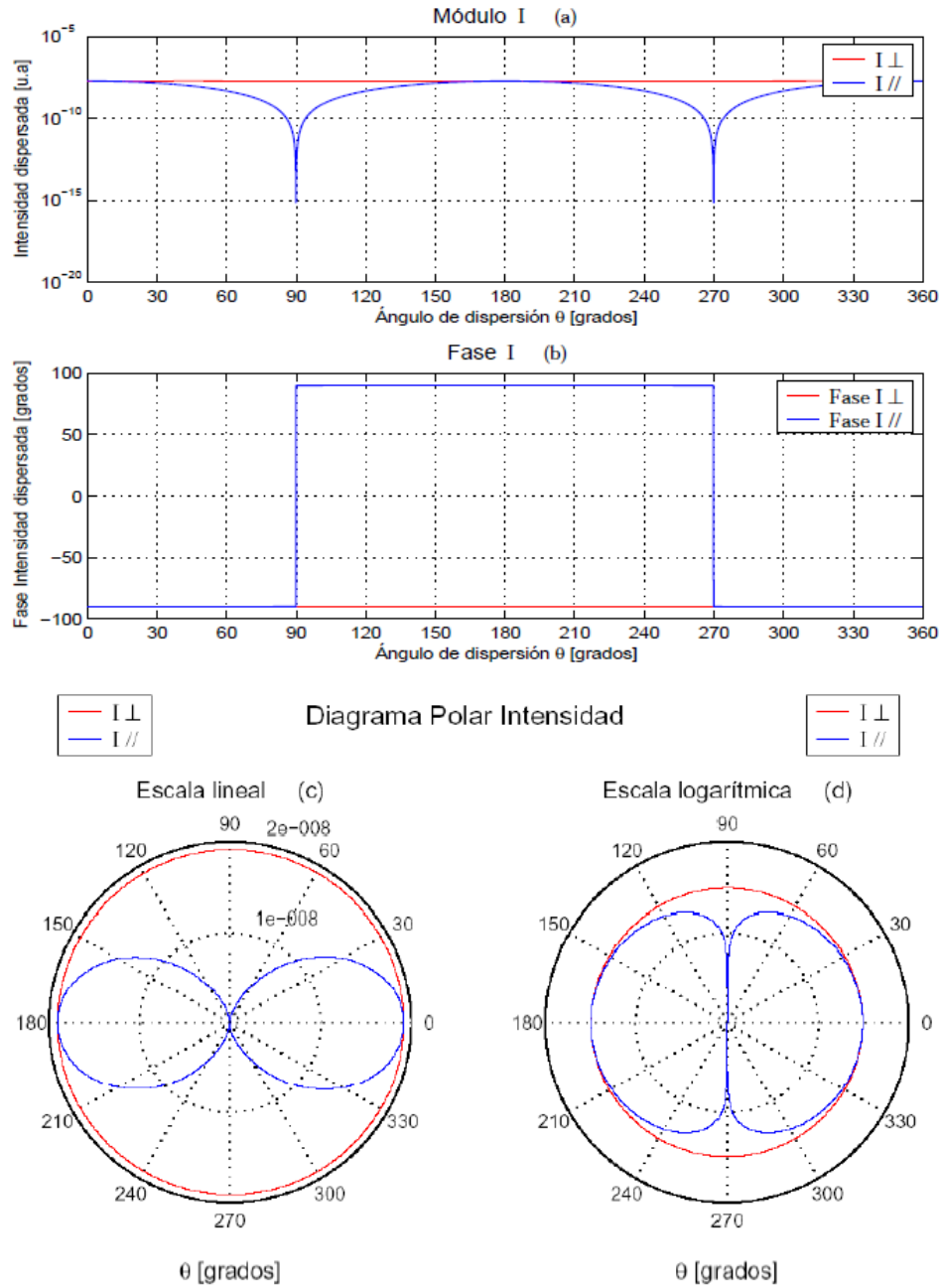
**Figura A2.8:** Intensidad de la luz dispersada en función del parámetro Mie  $x_m$ , para diferentes índices de refracción, cuando  $\nu_s = 30^\circ$ ,  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$  y la polarización es perpendicular [38].

Gráfica en la que se observa la existencia de fuertes fluctuaciones en el valor de la intensidad total dispersada en la zona Mie cuando la partícula considerada tiene un valor medio del índice de refracción. Estas variaciones están motivadas por la aparición de un elevado número de reflexiones dentro de la partícula, dando lugar a la aparición de interferencias entre diferentes modos de dispersión en el receptor.

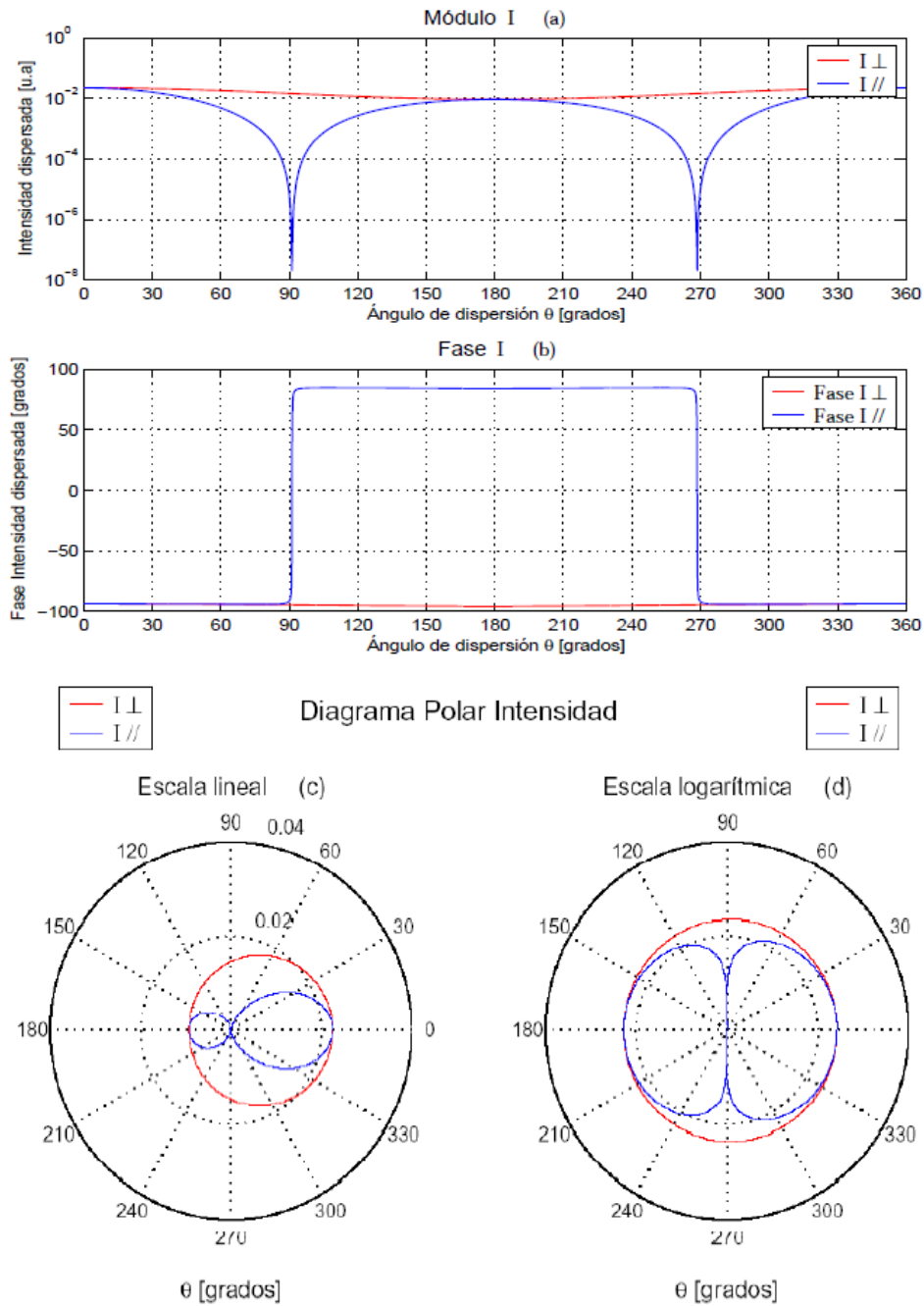
### A2.2.2.3 Distribución de la intensidad de la luz dispersada como función del diámetro de la partícula.

Como se muestra en la Figura A2.6.b, diferentes valores de intensidad pueden ser encontrados al variar el ángulo de dispersión y el tamaño de la partícula. Además de la intensidad, la fase también se ve influida por el ángulo de dispersión considerado, ya que, como dijimos con anterioridad, la fase depende del camino seguido por el rayo hasta llegar al detector.

La manera en la que tanto la fase como la intensidad varía en función del ángulo de dispersión, para tamaños de partícula  $x_m = 0.1$ , (figura 7.5)  $x_m = 1$  (figura A2.9),  $x_m = 3$  (figura A2.10) y  $x_m = 10$  (figura A2.11), donde el índice de refracción de las partículas consideradas es  $\underline{m}=1.218$ , para ondas polarizadas de forma paralela y perpendicular, es mostrada en las siguientes figuras:

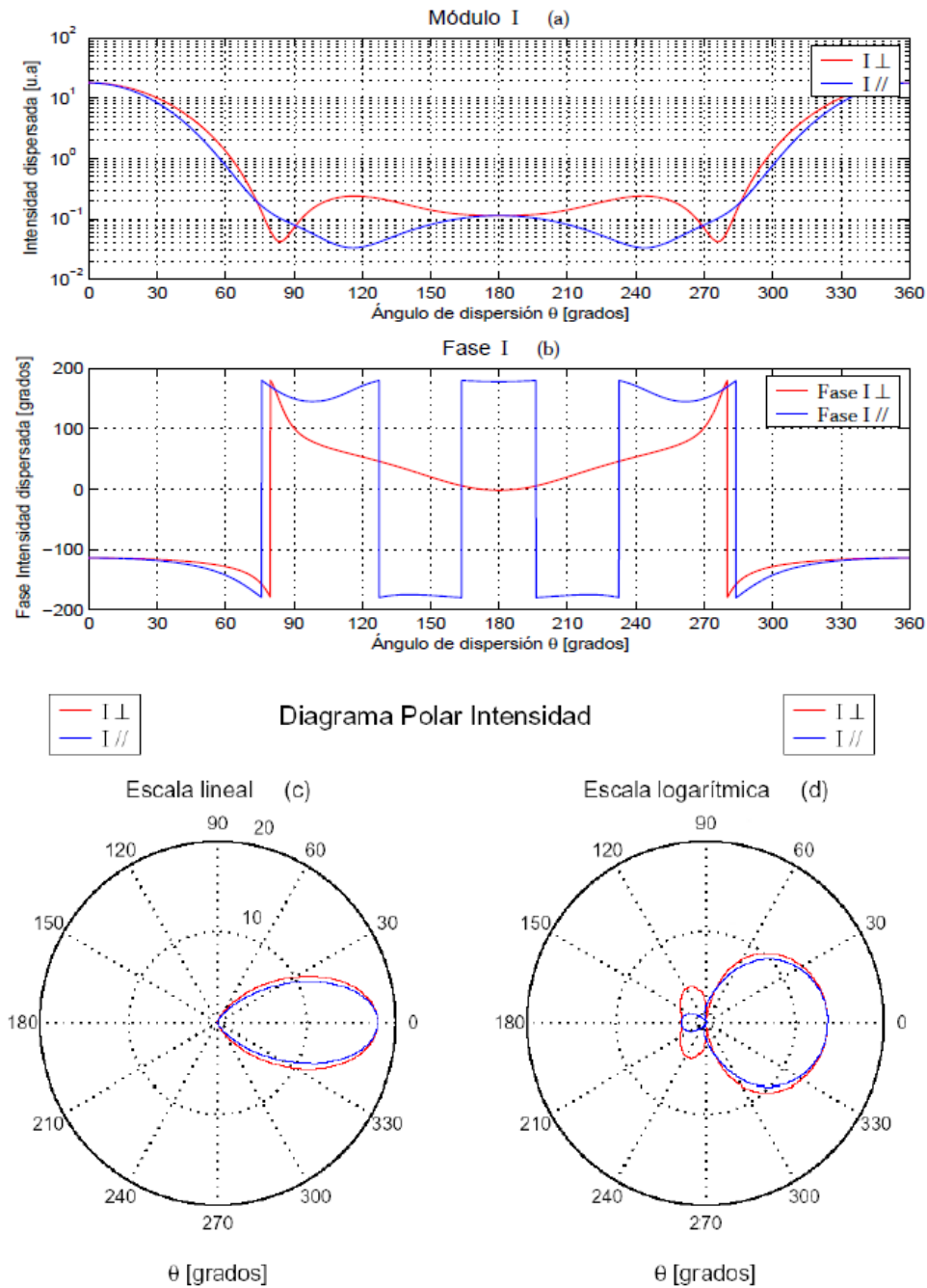


**Figura A2.9:** Intensidad dispersada por una onda plana polarizada de manera perpendicular (rojo) o paralela (azul) en función del ángulo de dispersión  $\theta_s$ , cuando  $x_m = 0.1$  y  $m=1.218$ . a. Módulo, b. Fase, c. Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d. Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica [40].

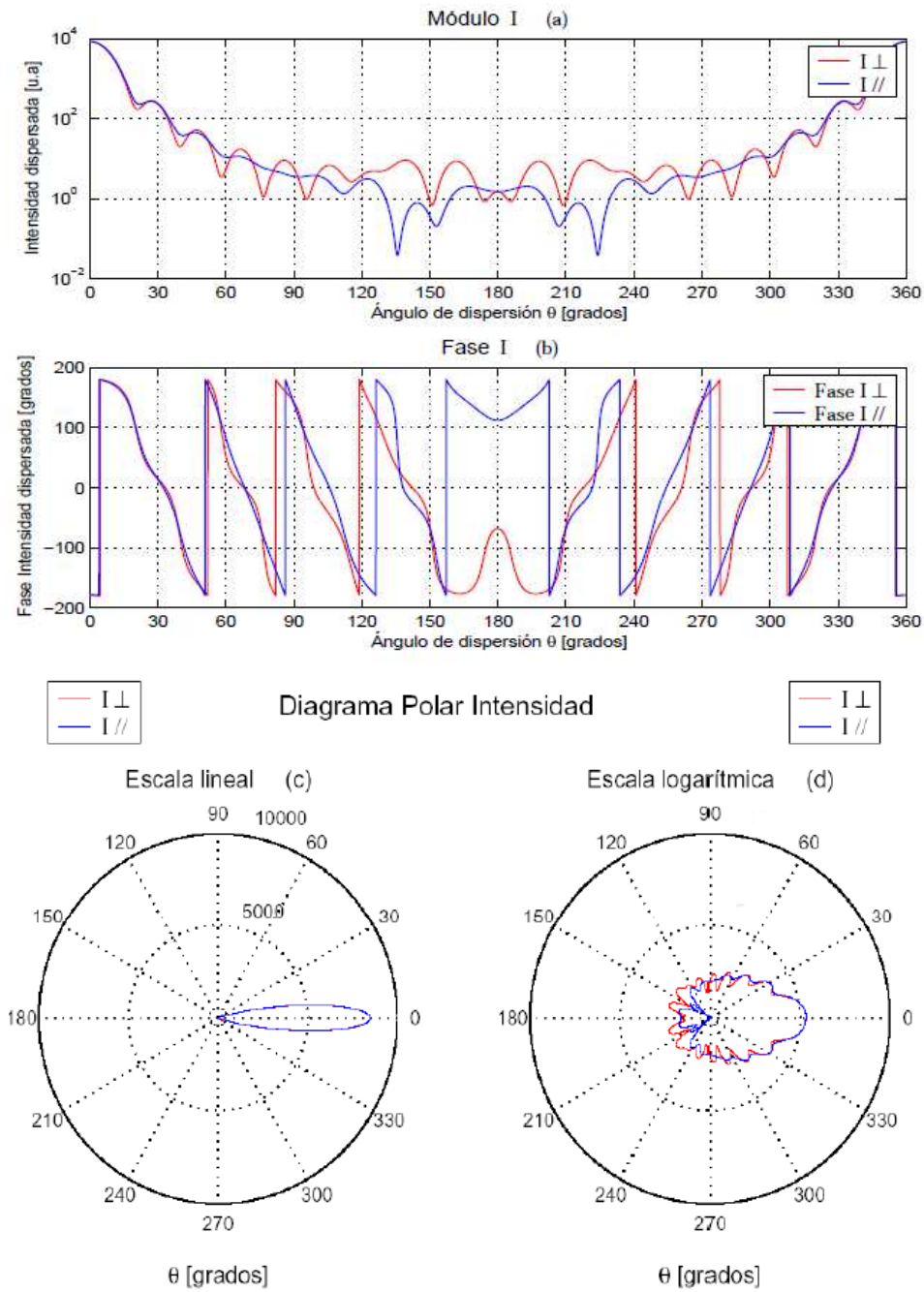


**Figura A2.10:** Intensidad dispersada por una onda plana polarizada de manera perpendicular (rojo) o paralela (azul) en función del ángulo de dispersión  $\theta_s$ , cuando  $x_m = 1$  y  $\underline{m}=1.218$ . a. Módulo, b. Fase, c. Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d. Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica [40].





**Figura A2.11:** Intensidad dispersada por una onda plana polarizada de manera perpendicular (rojo) o paralela (azul) en función del ángulo de dispersión  $\theta$ , cuando  $x_m = 3$  y  $m=1.218$ . a. Módulo, b. Fase, c. Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d. Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica [40].



**Figura A2.12:** Intensidad dispersada por una onda plana polarizada de manera perpendicular (rojo) o paralela (azul) en función del ángulo de dispersión  $\theta_s$ , cuando  $x_m = 10$  y  $\underline{m}=1.218$ . a. Módulo, b. Fase, c. Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala lineal, d. Diagrama polar de la intensidad dispersada en escala logarítmica [40].



En el esquema polar mostrado en las figuras anteriores se puede observar como cuando la partícula tiene tamaños pequeños  $x_m = 0.1$ , la distribución de la intensidad dispersada en el espacio se asemeja a un dipolo, en el que si la onda está polarizada perpendicularmente no aparece dependencia alguna con el ángulo de dispersión, ocurriendo lo contrario en el caso de polarización paralela, al aparecer dos lóbulos que coinciden con la dispersión directa e inversa respectivamente, y que dejan una región en el que la intensidad toma valores muy pequeños, coincidiendo con ángulos de dispersión de  $\nu_s = 90^\circ$  o  $\nu_s = 270^\circ$ .

A medida que el tamaño de partícula crece, se produce una salida de la zona de dispersión de Rayleigh, apareciendo asimetría en la forma en las que las partículas dispersan luz, hasta que para tamaños relativos de partícula mayores que  $x_m = 2$ , los llamados 'lóbulos de dispersión' comienzan a aparecer. Para estos tamaños, desaparece la influencia existente con el ángulo de polarización, a excepción de los ángulos de dispersión  $\nu_s = 90^\circ$  o  $\nu_s = 270^\circ$ .

Los lóbulos de dispersión se encuentran generalmente concentrados en la dispersión directa y están motivados, para el caso de partículas de tamaño mediano  $x_m \sim 1$ , por la aparición de la difracción, que es independiente de la dirección de polarización.

Partículas de tamaño relativo  $x_m = 10$  y mayores dan lugar a un mayor número de 'lóbulos de dispersión', lóbulos que son característicos de la óptica geométrica.

Las distribuciones de intensidad mostradas en las figuras anteriores responden al esquema presentado en el apartado A2.2.2.1.1, en el que para partículas de pequeño tamaño, la magnitud de la intensidad solo se ve afectada por el tamaño de las partículas, existiendo una dependencia con la polarización sólo para ángulos próximos a  $\nu_s = 90^\circ$  o  $\nu_s = 270^\circ$ . A medida que el tamaño aumenta se produce la aparición de lóbulos de dispersión, los cuales van cambiando a medida que el tamaño de la partícula aumenta, dando lugar a oscilaciones en la intensidad y fase captadas en el detector, oscilaciones que quedan reflejadas en la figura A2.7. Por último, si la partícula sigue creciendo, los lóbulos de dispersión se hacen más numerosos, lo que les hace ocupar una menor extensión angular, lo que sumado a el área finita del detector, da como resultado que varios lóbulos pueden ser registrados simultáneamente en el detector, que promedia la intensidad captada. El promedio da como resultado una menor oscilación de la intensidad, como se observa en la región de óptica geométrica, figura A2.7 [38].

El comportamiento de dispersión de la luz descrito en este apartado tiene consecuencias directas en el empleo de sistemas PDPA, ya que la disposición óptica de estos sistemas de medida es elegida de tal manera que existe una relación única entre el tamaño de partícula y el desfase existente entre los dos fotodetectores que componen el sistema. Si tenemos en cuenta que, como se ve en las figuras anteriores, además de la intensidad la fase también se ve modificada en cada uno de los lóbulos de dispersión, parece complicado mantener la mencionada relación inequívoca o única [38].

Para afrontar esta situación, el tamaño de la apertura de ambos fotodetectores han de ser elegido de tal manera que su superficie sea capaz de captar e integrar al menos uno de los lóbulos de dispersión o, como se hace más comúnmente, de tal manera que tan sólo uno de los modos de dispersión sea predominante.

Esta condición limita el tamaño de las partículas que es posible medir con este tipo de sistemas. Tamaños de partículas que generen lóbulos que abarquen una elevada extensión angular, partículas  $x_m \sim 1$ , dificultan la colocación de detectores capaces de captar e integrar de forma íntegra todo un lóbulo de dispersión, lo que ocasiona una variabilidad de la relación entre el desfase medido entre detectores y tamaño de la partícula. Esta variabilidad desaparece para partículas de tamaño relativo muy pequeñas, ya que los lóbulos de dispersión desaparecen, y la técnica PDPA puede ser de nuevo aplicada [38].

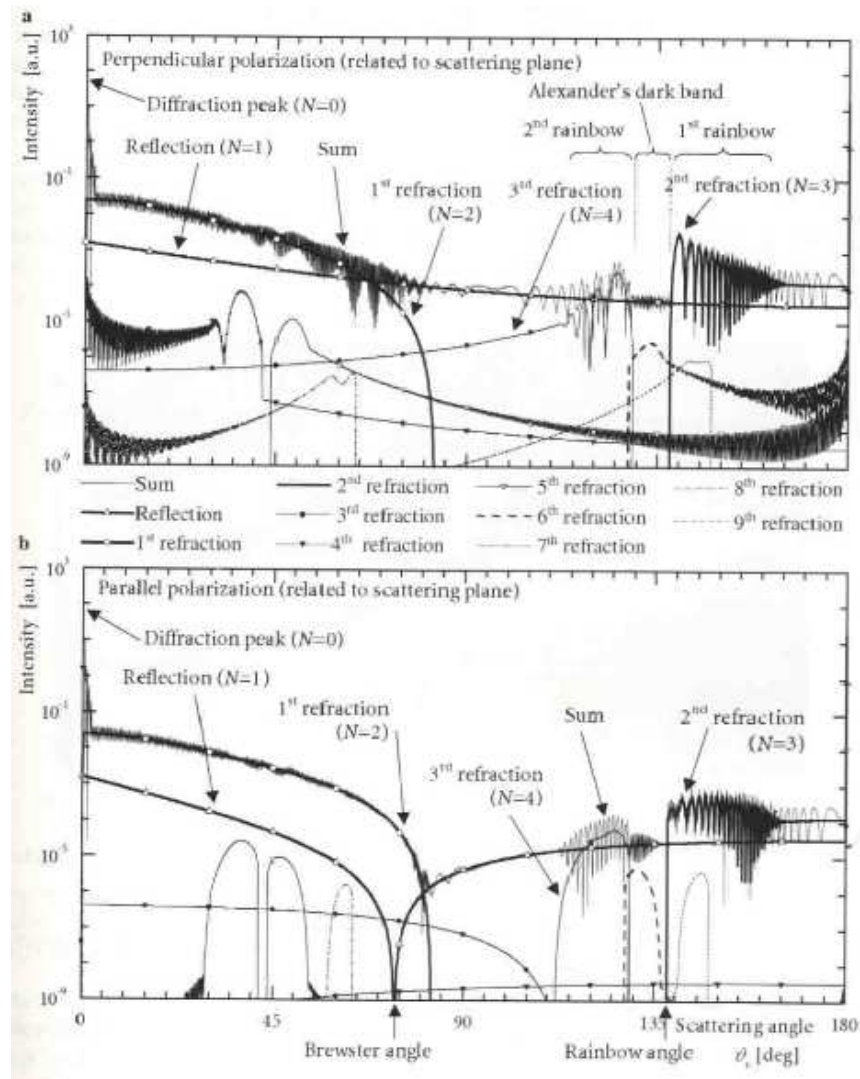
De lo anteriormente expuesto, se extrae la importancia de poder determinar el número de lóbulos existentes en dispersión directa en función del parámetro MIE. Siendo el número de lóbulos un parámetro de diseño de los sistemas PDPA, al tener que ser la apertura de los receptores lo suficientemente grande para promediar diferentes lóbulos de dispersión, sobre todo cuando el detector es posicionado en ángulos de dispersión en los que pueda tener lugar la mezcla de varios modos de dispersión.

Los lóbulos de dispersión y el parámetro MIE guardan una relación lineal. El origen de los lóbulos se encuentra en la interferencia de, al menos, dos ondas dispersadas sobre la superficie de la partícula que comparten un punto de salida próximo. Pudiendo ser ondas de diferentes órdenes de dispersión, o también, siendo del mismo orden pero de diferentes rayos parciales [40].

La separación angular de la estructura de lóbulos de dispersión, o lo que es lo mismo frecuencia con la que se producen variaciones de intensidad, dependen de la distancia existente entre los puntos de resplandor y del orden de dispersión.

Por puntos de resplandor (figura A2.24) se entiende el punto geométrico de salida de la onda dispersada. Una mayor proximidad de los puntos de resplandor hace que el ángulo de dispersión de las ondas dispersadas sea más próximo, dando lugar a una mayor interferencia y a una menor separación angular entre lóbulos. Por otro lado los órdenes o modos de dispersión similares presentan amplitudes parecidas, y por tanto, la interferencia de dos ondas de modos de dispersión similares da lugar a lóbulos de mayor magnitud.

Haciendo una representación gráfica de la dependencia de la intensidad dispersada por una gota de agua de  $100 \mu m$  en aire en función de ángulo de dispersión para ambas componentes de polarización tenemos:



**Figura A2.13:** Intensidad total de la luz dispersada como función del ángulo de dispersión, descompuesta por la aportación particular de cada uno los diez primeros modos de dispersión, calculados a partir de la teoría de óptica geométrica para ondas planas ( $d_p = 100\mu\text{m}$ ,  $\lambda_b = 488\text{nm}$ ,  $x_m = 643.8$ ,  $\underline{m}=1.333$ ). a: polarización perpendicular, b: polarización paralela [38].

En la que se puede observar como existe un ángulo, para esferas transparentes y polarización paralela de la onda incidente, denominado ángulo de Brewster, en el que toda la luz es refractada dentro de la esfera (ver figura A2.13b). Es por ello que, cuando se coloca un detector en este ángulo de dispersión, la luz captada contiene una distribución de intensidad tal que el segundo orden de dispersión domina sobre la reflexión y el resto de órdenes, consiguiendo una luz dispersada cuya intensidad es casi 1000 veces mayor que la reflexión y el resto de órdenes de dispersión.

Esta situación, en la que uno de los modos de dispersión predomina sobre el resto, es especialmente interesante para sistemas PDPA, ya que hace que desaparezca la estructura de lóbulos de dispersión, cumpliéndose siempre la relación entre el tamaño de la partícula y la fase permanecen constantes.

### *A2.3 Fundamentos del sistema LDV.*

El sistema LDV mide la velocidad de pequeñas partículas que se están moviendo en el flujo de interés. Pudiéndose medir también la velocidad del propio flujo, siempre y cuando las partículas sean lo suficientemente pequeñas y tengan la misma velocidad que este.

La medida de la velocidad se realiza mediante el cruce de dos rayos láser (un par de rayos por cada una de las componentes de la velocidad de la partícula que se desea medir). La superposición en un mismo punto de estos dos haces de luz genera un patrón de franjas de interferencia, similar al generado por las rejillas descritas en la introducción de este capítulo. A la región del espacio que ocupa el patrón de franjas generado se le denomina volumen de medida o de dispersión.

Este volumen está formado por una distribución espacial de regiones con alta luminosidad o intensidad y otras oscuras, o de baja intensidad intercaladas sinusoidalmente presentando por tanto, una variación espacial de la intensidad del campo electromagnético.

A medida que una partícula avanza dentro del volumen de medida, va dispersando luz al pasar por cada una de las franjas luminosas existentes. Lo que da como resultado un patrón fluctuante de la intensidad de la luz dispersada con una frecuencia proporcional a la velocidad de la partícula.

Dado que es posible conocer la distancia entre cada una de las franjas, y el tiempo que una partícula tarda en ir de una franja a la siguiente, que es inverso a la frecuencia de la luz dispersada por la partícula, es posible obtener la velocidad de la partícula (A2.1).

$$v_x = \frac{\Delta x}{T} = f \Delta x$$

Parte de la luz dispersada por la partícula es recogida por diferentes sistemas ópticos, y transformada en señales eléctricas, que son procesadas mediante sistemas informáticos [39].

La forma en la que se obtiene la frecuencia  $f$  (normalmente llamada frecuencia Doppler,  $f_D$ ) que se desea medir, y se genera un volumen de medida con una distancia entre franjas de interferencia conocida,  $\Delta x$ , es descrito en los siguientes apartados.

#### *A2.3.1 Cálculo de la frecuencia Doppler $f_d$ .*

Las partículas suspendidas en el flujo, al pasar por el volumen de medida, producen una dispersión de la luz que, debido al efecto Doppler, recoge la información de la velocidad a la que se mueven dichas partículas.

La forma en la que la onda electromagnética, leída en el fotodetector, contiene la información de la velocidad de la partícula puede ser descrita de la siguiente manera:

Un rayo láser incidente, caracterizado por su longitud de onda  $\lambda_b$  y frecuencia  $f_b$ , colisiona con una de las partículas en movimiento en el flujo. La partícula, al desplazarse a una velocidad  $v_p$  con respecto al láser, percibe la radiación incidente como si esta tuviera una mayor frecuencia, en el caso de que se esté aproximando al láser, o una menor frecuencia en caso contrario.

La frecuencia  $f_p$ , percibida por la partícula es de la forma:

$$f_p = \frac{c - v_p \cdot e_b}{\lambda_b} = f_b - \frac{v_p \cdot e_b}{\lambda_b} \quad (\text{A2.14})$$

Dónde  $e_b$  es el vector unitario en la dirección que une el láser,  $b$ , con la partícula,  $p$ ,  $c$  es la velocidad de la luz, y  $f_p$  es la frecuencia vista por la partícula.

A su vez, la partícula dispersa la luz que acaba de incidir sobre ella, pasando a actuar como centro de dispersión, convirtiéndose por tanto, en un emisor de radiación electromagnética que se desplace con una velocidad  $v_p$ . Por segunda vez, el efecto Doppler hace aparición, la radiación electromagnética emitida por la partícula tendrá una frecuencia que se verá comprimida en la dirección de desplazamiento de la partícula y expandida en dirección contraria.

Estos cambios en la frecuencia en la radiación emitida son recogidos por el receptor, que obtiene una señal

$$f_r = \frac{c}{\lambda_r} = \frac{f_p}{1 - \frac{v_p \cdot e_{pr}}{c}} \quad (\text{A2.15})$$

donde  $e_{pr}$  es el vector unitario en la dirección que une el receptor,  $r$ , con la partícula,  $p$ , y  $f_r$  es la frecuencia vista por el receptor.

Por tanto, la partícula actúa, en primer lugar, como un receptor en movimiento, y en segundo, al dispersar la luz incidente, como un transmisor de radiación electromagnética en movimiento.

El efecto Doppler tiene lugar en dos ocasiones: primero con el movimiento relativo láser-partícula y segundo con el movimiento relativo partícula-receptor. La ecuación que relaciona las frecuencias de emisión del láser, con las recibidas por el receptor al ser alteradas por el efecto Doppler de una partícula se escriben como:

$$f_r = f_p \frac{1}{1 - \frac{e_{pr} \cdot v_p}{c}} = f_b \frac{1 - \frac{e_b \cdot v_p}{c}}{1 - \frac{e_{pr} \cdot v_p}{c}} \quad (\text{A2.16})$$

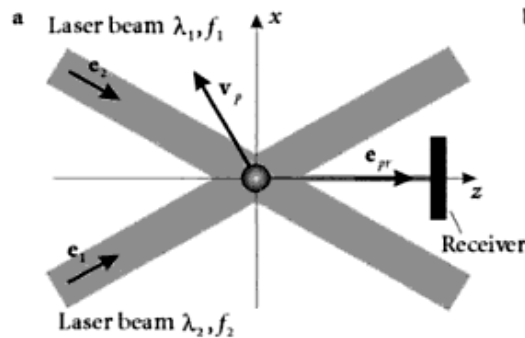
además como  $|v_p| \ll c$  se puede escribir:

$$f_r = f_b \left(1 - \frac{v_p \cdot e_b}{c}\right) \left(1 + \frac{v_p \cdot e_{pr}}{c}\right) \approx f_b \left(1 - \frac{v_p \cdot (e_b - e_{pr})}{c}\right) \quad (\text{A2.17})$$

donde se puede observar cómo la variación en la frecuencia percibida por el receptor respecto a la emitida por el láser se hace tanto mayor cuanto mayor es la velocidad de la partícula. La magnitud del efecto Doppler también se ve influida por el ángulo formado por el conjunto láser - partícula - receptor, siendo máximo cuando receptor y láser se encuentran en el mismo punto.

Para la mayoría de flujos, el desfase de frecuencia introducido por el efecto Doppler, es del orden de 1 a 100 MHz, que comparado con la frecuencia del láser, del orden de  $10^4$  Hz, hace que sea prácticamente inapreciable. Por ello, una segunda onda luminosa se hace necesaria. Ambas señales se mezclan en la superficie del receptor, en un proceso que se denomina 'heterodyning', dando como resultado la generación de una tercera frecuencia, la denominada frecuencia de mezclado, que se encuentra en un rango de frecuencia mucho más manejable para el procesamiento de señales [38].

La configuración óptica más comúnmente utilizada en este tipo de sistemas es la denominada "dual beam" y sigue el esquema:



**Figura A2.14:** configuración óptica "Dual beam".

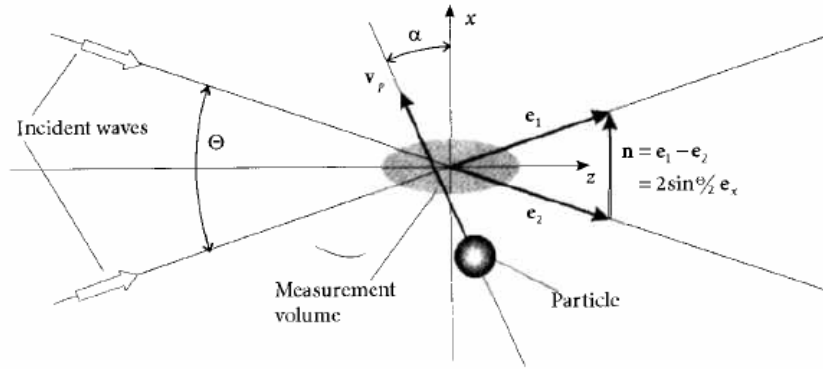
En la que, como se puede observar en la figura, y teniendo en cuenta que

$$f_1 = f_b + \frac{v_p \cdot (e_{pr} - e_1)}{\lambda_b}, \quad f_2 = f_b + \frac{v_p \cdot (e_{pr} - e_2)}{\lambda_b}$$

la frecuencia de mezclado,  $f_D$ , tiene la forma:

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{v_p \cdot (e_1 - e_2)}{\lambda_b} \quad (\text{A2.18})$$

Es importante hacer notar que la diferencia de frecuencias,  $f_D$ , es independiente de la posición del receptor para este tipo de configuraciones, ya que geométricamente tenemos:



**Figura A2.15:** Relaciones vectoriales relevantes para determinar la frecuencia  $f_D$ .

Y por tanto se puede escribir  $f_D$  como:

$$f_D = \frac{2 \sin \Theta / 2}{\lambda_b} |v_p| \cos \alpha = \frac{2 \sin \Theta / 2}{\lambda_b} v_{p\perp} \quad (\text{A2.19})$$

Tanto en la ecuación como en la figura, se puede observar como la frecuencia  $f_D$ , es linealmente proporcional a la componente de la velocidad en la dirección  $x$ ,

La obtención del valor de la frecuencia  $f_D$ , se consigue, como ya se ha mencionado previamente, a través fotodetectores que miden las variaciones de la intensidad luminosa dispersada por la partícula al pasar por un volumen de interferencia. La forma en la que se genera el volumen de interferencia, cuya distancia entre franjas (Fringe Pattern) es conocida y que genera una señal luminosa (señal Burst Doppler) que contiene la frecuencia,  $f_D$ , es expuesta a continuación.

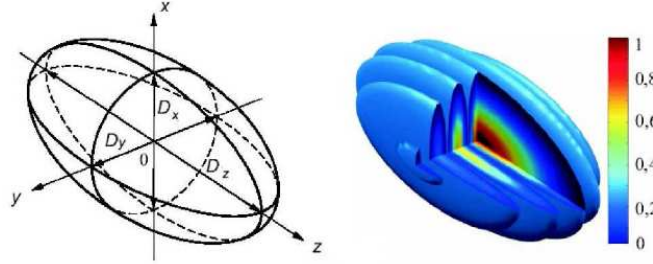
### A2.3.2 Modelo de franjas.

#### A2.3.2.1 Volumen de medida y franjas de interferencia.

Para poder obtener la frecuencia  $f_D$ , a partir de la cual se pretende obtener la velocidad de la partícula, es necesaria la generación de un volumen de medida o dispersión, que contenga una serie de franjas de interferencia que permiten alcanzar dicho fin.

Tanto la técnica LDV que determina la velocidad de la partícula, como la técnica PDPA que permite obtener su tamaño, utilizan el volumen de interferencia para la generación de una señal luminosa. El tratamiento que estas técnicas hacen de la señal luminosa creada es lo que, a posteriori, hace posible determinar ambos parámetros.

El volumen de dispersión o volumen de medida se genera mediante la superposición de dos haces de luz con un ángulo  $\Theta$ , que se encuentran en un mismo plano x-z, con una misma intensidad y con una polarización perpendicular al plano x-z.



**Figura A2.16:** Forma y dimensiones de un volumen de medida [40].

Este volumen de medida contiene una serie de bandas oscuras y bandas luminosas que se suceden alternativamente y que reciben el nombre de franjas de interferencia.

La aparición de estas franjas está motivada por la existencia de regiones en las que los dos haces se superponen constructivamente (franjas iluminadas) y regiones en las que los haces se superponen destructivamente produciendo mínimos de interferencia (franjas oscuras). Al tratarse de haces de luz con igual longitud de onda, las franjas se suceden de manera alternativa de forma paralela a la bisectriz de los haces incidentes [40].

La naturaleza gaussiana de la luz generada por los láseres hace que, la forma de la región del espacio en el que aparecen las franjas de interferencia, el mencionado volumen de medida, presente una forma elipsoidal, cuyas dimensiones van a depender de la naturaleza de los haces láseres incidentes, y del punto de cruce o interferencia de los haces.

Para haces de forma gaussiana, con longitud de onda  $\lambda_b$  y ancho de cintura  $r_{wb}$ , focalizados en un punto  $f$  y formando un ángulo  $\Theta$  entre ellos, las dimensiones del volumen de dispersión, siguiendo la nomenclatura mostrada en la figura A2.16, son:

- *Largo*  $\Rightarrow D_z$

$$D_z = \frac{4f\lambda_b}{2\pi r_{wb} \sin(\Theta/2)} \quad (\text{A2.20})$$

- *Ancho*  $\Rightarrow D_y$

$$D_y = \frac{4f\lambda_b}{2\pi r_{wb}} \quad (\text{A2.21})$$

- *Alto*  $\Rightarrow D_x$

$$D_x = \frac{4f\lambda_b}{2\pi r_{wb} \cos(\Theta/2)} \quad (\text{A2.22})$$



Estas ecuaciones miden el tamaño del volumen de medida respecto a las distancias o tamaños donde la amplitud de la intensidad óptica de los haces incidentes decaen un  $1/e$  de su valor máximo (13.5%).

La separación entre franjas  $\Delta x$ , y el número total de franjas  $N_{fr}$  en el volumen de medida, los podemos relacionar con los parámetros de los haces y su geometría de la siguiente manera [40]:

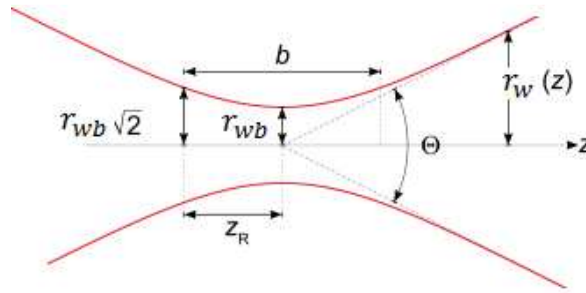
- Separación entre franjas  $\Rightarrow \Delta x$

$$\Delta x = \frac{\lambda_b}{2 \sin \frac{\Theta}{2}} \quad (A2.23)$$

- Número de franjas  $\Rightarrow N_{fr}$

$$N_{fr} = \frac{8}{\pi} \frac{f}{r_{wb}} \tan \Theta \quad (A2.24)$$

Donde el ancho de cintura, que aparece en todas las ecuaciones anteriores, se define como el mínimo radio que un haz de luz gaussiano presenta en algún punto a lo largo de su eje de propagación.



**Figura A2.17:** Haz de luz gaussiano con anchura  $r_w(z)$  como función de la dirección longitudinal  $z$ . Ancho de cintura  $r_{wb}$ . Longitud de Rayleigh  $z_r$ . Ancho de cintura  $r_{wb}$ . Diseminación angular  $\Theta$  [45].

Para un haz láser de longitud de onda  $\lambda_b$  a una distancia  $z$  a lo largo del haz, contada desde la muñeca del haz, la variación del grosor del haz viene dado por:

$$r_w(z) = r_{wb} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (A2.25)$$

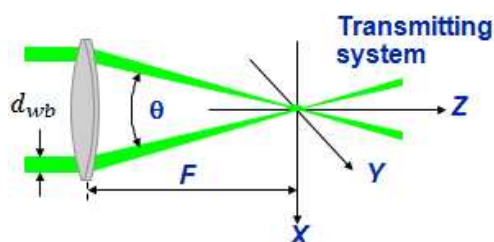
dónde el origen del eje  $z$  se define para que coincida con la muñeca del haz, y dónde  $z_r$  se denomina la longitud de Rayleigh, definida como:

$$z_R = \frac{\pi r_{wb}^2}{\lambda_b} \quad (A2.26)$$

caracterizada por ser la longitud en la que el radio del haz se convierte en  $\sqrt{2}r_{wb}$  y la intensidad decae a la mitad del valor máximo alcanzado en la cintura.

#### A2.3.2.2 Importancia del tamaño del volumen de medida.

De las ecuaciones anteriormente citadas se extrae que, mediante sistemas ópticos formador por lentes delgadas y curvadas (Figura A2.18), es posible ajustar el tamaño del volumen de medida mediante la variación de la longitud focal,  $f$ , y el radio de cintura,  $r_{wb}$  del haz incidente. Siendo esto importante a la hora de ajustar el volumen de medida a las características concretas del flujo multifásico analizado



**Figura A2.18:** Longitud focal en la generación de un Volumen de medida.

Flujos con mayores tamaños de partícula dispersan señales luminosas de mayor intensidad, ocurriendo lo contrario cuando se analizan flujos con partículas de menor tamaño. Si el tamaño de las partículas que se encuentran en el flujo es lo suficientemente pequeño en comparación con el tamaño del volumen de medida, puede ocurrir que estas no lleguen a dispersar luz con el valor de intensidad mínimo detectable por el fotodetector, pasando desapercibidas en el sistema de medida. Asumiendo una sensibilidad constante del fotodetector, esta situación hace necesaria una disminución del volumen de medida.

Por otro lado, si el tamaño del volumen de medida es demasiado pequeño en comparación con el tamaño de las partículas que se desea medir, ocurre el efecto contrario, las partículas pueden llegar a dispersar una intensidad luminosa excesiva, haciendo que el fotodetector entre en saturación.

Otros factores del flujo que determinan la elección de un tamaño de volumen de medida concreto son: la densidad de partículas contenidas en el flujo, que aumenta la probabilidad de la existencia de más de una partícula simultáneamente en el volumen de medida y la velocidad de las partículas, que disminuye el tiempo de tránsito de la partícula en el volumen de medida, limitando la precisión de la estimación de la frecuencia Doppler.

Una descripción más detallada de estos factores y la formulación matemática que permite determinar su importancia puede ser encontrada en la bibliografía [38], [44] y [50] no entrando en más detalle en el presente proyecto.

#### A2.3.3 Señal Burst - Doppler

Una partícula que se mueve dentro de un volumen de medida, con una componente de velocidad perpendicular a las franjas, produce una señal luminosa modulada proporcional a la intensidad de las franjas de interferencia

contenidas en el volumen de dispersión. La partícula interacciona con el campo electromagnético existente en el volumen de medida y genera un campo dispersado de amplitud proporcional a la suma de las amplitudes individuales de los campos incidentes, de los haces láser [40].

La energía dispersada es captada por el fotodetector que promedia la intensidad temporal o la densidad energética (ecuación A2.8) e integra la intensidad espacial sobre su superficie activa.

Matemáticamente se puede realizar la siguiente formulación:

Una onda electromagnética homogéneamente polarizada, puede ser descrita por medio del campo vectorial eléctrico como (Ver apartado A2.2.1):

$$E = e_E E_0 \cos(\omega_b t - k_b \cdot r + \varphi_b) \quad (A2.27)$$

o en notación compleja

$$\underline{E} = e_E E_0 e^{j(\omega_b t - k_b \cdot r + \varphi_b)} \quad \text{y} \quad E = \text{Re}\{\underline{E}\}$$

donde  $\omega_b$  es la frecuencia angular,  $k_b$  es el vector en la dirección de propagación del rayo de luz del láser con numero de onda  $k_b = 2\pi/\lambda_b$ .  $e_E$  es un vector unitario con la orientación de la polarización,  $E_0$  es la amplitud del campo eléctrico y  $\varphi_b$  es la fase de la onda electromagnética en su origen, para el tiempo  $t=0$ .

Si ahora consideramos dos haces de luz, de igual intensidad y con una polarización perpendicular al plano x-z, plano en el que tienen lugar el cruce entre ambas con un ángulo  $\Theta$ , se puede escribir:

$$\underline{E}_1 = E_0 e^{j(\omega_b t - k_b (x \sin \Theta/2 + z \cos \Theta/2) + \varphi_1)} \quad (A2.28)$$

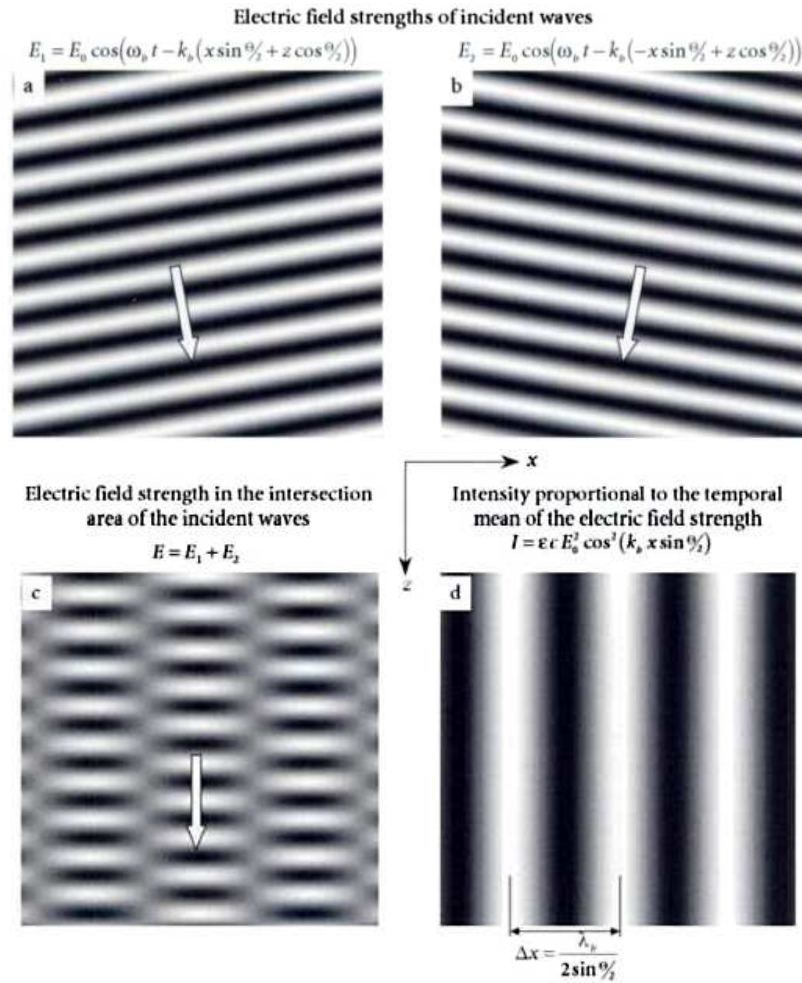
$$\underline{E}_2 = E_0 e^{j(\omega_b t - k_b (-x \sin \Theta/2 + z \cos \Theta/2) + \varphi_2)} \quad (A2.29)$$

En el volumen donde se cruzan ambas ondas electromagnéticas, el denominado volumen de interferencia, tiene lugar la superposición de ambas ondas, lo que da lugar a un campo eléctrico  $E$ , que se define como:

$$\underline{E} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 \quad (A2.30)$$

La intensidad eléctrica (ecuación A2.8) existente en el volumen de medida debido a la superposición de las ondas viene dado por:

$$I = \varepsilon c \underline{E} \underline{E}^* = 2\varepsilon c E_0^2 \cos^2(k_b x \sin \Theta/2) \quad (A2.31)$$



**Figura A2.19:** Generación de la estructura de interferencia de dos ondas homogéneas. Donde se representan la potencia del campo eléctrico de a, b las ondas incidentes, c la superposición de los campos eléctricos y d la intensidad.

Mediante relaciones trigonométricas sencillas y sustituyendo  $k_b$ , la ecuación anterior se puede escribir como:

$$I = \epsilon c E_0^2 \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{2 \sin \Theta/2}{\lambda_b} x \right) \right] \quad (\text{A2.32})$$

En la que la dependencia con la posición  $x$  de la intensidad en el volumen de medida puede ser interpretado como un campo de interferencia, en el que existen variaciones de intensidad paralelas al plano  $y$ - $z$  (Figura A2.19 d), que dan lugar al ya mencionado patrón franjas de interferencia (fringe pattern).

La distancia existente entre franjas viene dada por el argumento de la función anterior, que como ya se dijo en el apartado anterior (ecuación A2.23) se puede escribir como:

$$\Delta x = \frac{\lambda_b}{2 \sin \Theta/2}$$

Si la variable de posición  $x$  es ahora remplazada por la posición  $x$ , ocupada por la partícula de dispersión de la luz  $x = v_{x\perp} t$ , la ecuación anterior pasa a tener la forma:

$$I = \varepsilon c E_0^2 \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{v_{x\perp} t}{\Delta x} \right) \right] \quad (\text{A2.33})$$

y haciendo una interpretación física de esta ecuación, se observa como una partícula pequeña,  $d_p \ll \Delta x$ , a medida que avanza por el volumen de medida, dispersa la luz generando una señal luminosa, que muestra de manera efectiva la intensidad local del volumen de medida, ya que las partículas de diámetro  $d_p$ , que perciben una potencia media del orden de

$$P \approx I A_p \approx I \frac{\pi}{4} d_p^2 \text{ para } d_p \ll \Delta x$$

producen dispersiones de la luz del mismo orden en todo el espacio [38].

La luz dispersada es captada por el fotodetector que detecta las variaciones de intensidad luminosa y genera una señal eléctrica modulada en amplitud por una señal sinusoidal,  $i(t)$ , denominada Burst Doppler, de la forma:

$$i(t) \sim \varepsilon c E_0^2 [1 + \cos(2\pi f_D t - \varphi_1 + \varphi_2)] \quad (\text{A2.34})$$

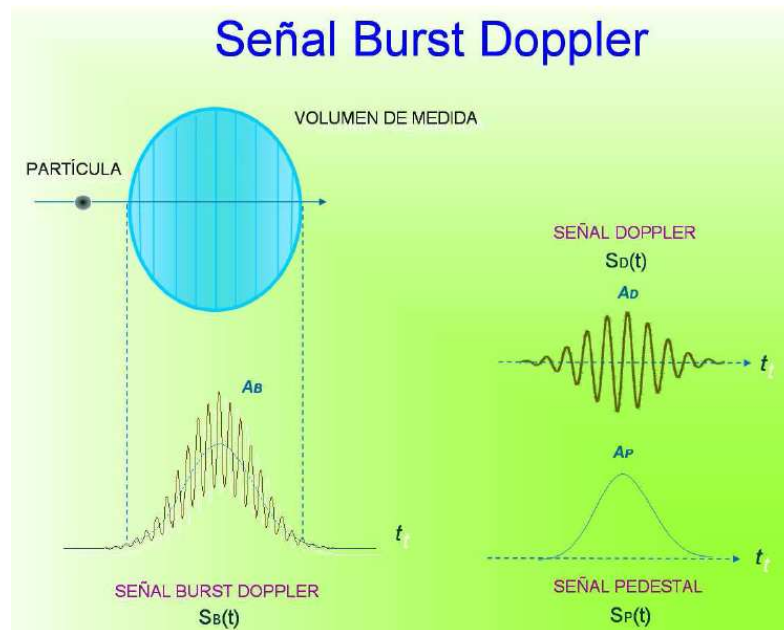
donde como se vio en (A2.33)  $f_D = \frac{2 \sin \Theta / 2}{\lambda_b} v_{p\perp}$  y donde  $\varphi_1$  y  $\varphi_2$ , son las diferentes fases de cada uno de los rayos incidentes, cuyo efecto se puede interpretar como un desplazamiento espacial del patrón de interferencia en la dirección  $x$ , o como un desplazamiento temporal de la señal obtenida en el fotodetector de una partícula en movimiento.

Observando la ecuación anterior, se puede ver como la señal Burst dispersada por la partícula, es similar a una señal modulada tipo AM de radio, que de forma genérica se puede escribir como:

$$S_b(t) = A_p \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \cdot [1 + \gamma \cdot \cos(2\pi f_D t)] \quad (\text{A2.35})$$

$$\gamma = \frac{A_D}{A_p} \quad (\text{A2.36})$$

Donde  $A_p$  es la amplitud de la señal pedestal,  $A_D$  la amplitud de la señal Doppler,  $f_D$  la frecuencia Doppler y  $\Delta f_D$  el ancho espectral de la señal. Los dos términos contenidos entre corchetes corresponden a la suma de dos señales de diferente frecuencia:



**Figura A2.20:** Formulación de la señal burst a partir del modelo de franjas [40].

Observando los sumandos de la ecuación y haciendo una interpretación física del significado de ambas señales tenemos:

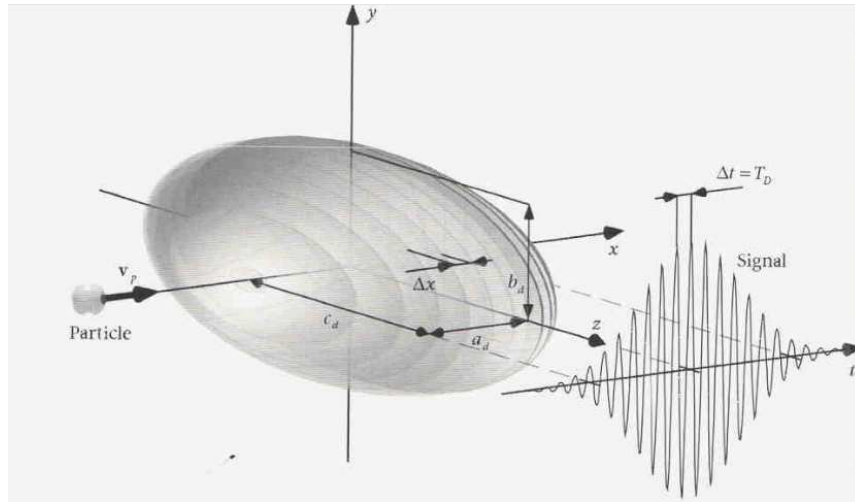
$$S_b(t) = A_P \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} + A_D \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \cos(2\pi f_D t) \quad (\text{A2.37})$$

1. El primer sumando de la ecuación describe la existencia de una señal de baja frecuencia, denominada señal pedestal, cuyo valor máximo coincide con la posición de la partícula más próxima al centro del volumen de dispersión. Este máximo es independiente de las franjas de interferencia y está motivado por la distribución de intensidad gaussiana característica de los haces láser, cuya intensidad es máxima en el centro y decae en los extremos.
2. El segundo sumando de la ecuación corresponde a una señal de alta frecuencia, denominado señal Doppler. Esta señal es producida por la partícula al cruzar cada una de las franjas de interferencia. Este sumando presenta una variación sinusoidal motivada por el paso de una partícula a través de las franjas que forman el volumen de medida, en el que, cada máximo relativo de la señal se corresponde al paso de la partícula por una franja iluminada, y cada mínimo relativo coincide con el paso de la partícula por una franja oscura. Además, teniendo en cuenta que las franjas siguen una distribución gaussiana, los máximos relativos de la señal serán tanto mayores cuanto más próxima se encuentre la señal al centro del volumen de control, y por tanto la señal se encuentra dentro de una envoltura gaussiana [40].

Por último queda decir que la componente de la velocidad perpendicular a las variaciones sinusoidales de la luz en el volumen de medida, es inversamente proporcional al tiempo que la molécula tarda en atravesar cada una de las franjas de luz existentes en el volumen de medida.

$$v_{p\perp} = \frac{\Delta x}{T_D} \quad (\text{A2.38})$$

Por tanto a partir de la señal eléctrica obtenida, es posible obtener dicha velocidad:



**Figura A2.21:** Generación de la señal en el volumen de medida

Hacer notar, que este modelo en el que una partícula genera interferencia al pasar por el volumen de medida, es solamente válido para el caso en el que el tamaño de la partícula cumpla la condición  $d_p \ll \lambda_b$ , ya que, sólo entonces, la intensidad del campo considerado es constante a lo largo del diámetro de la partícula, así como su amplitud y su fase [39].

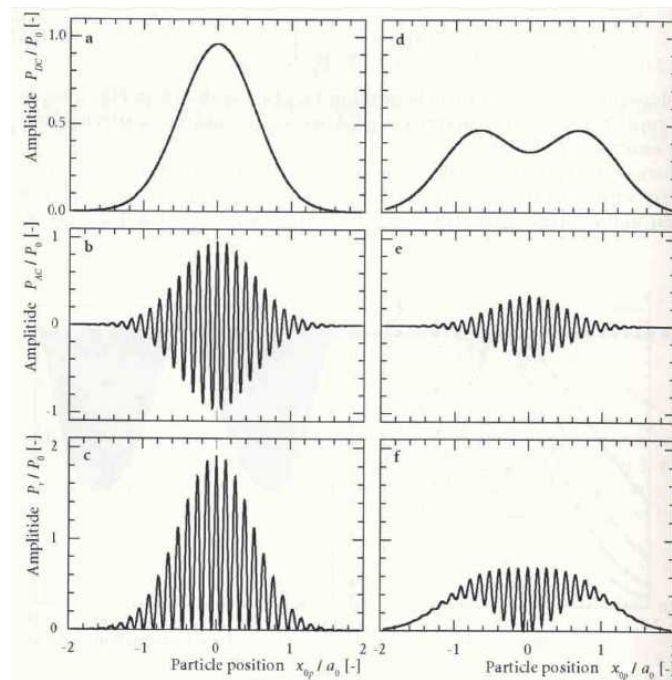
#### *A2.3.4 Limitaciones del modelo de franjas: Visibilidad de la señal y Partículas de gran tamaño.*

El modelo de franjas descrito anteriormente en el que una partícula interacciona con el volumen de interferencia generando un campo de dispersión de potencia proporcional a la suma de las potencias individuales, como describe la ecuación A2.31. Un fotodetector capta y promedia una parte de la potencia dispersada e integra su intensidad en espacios temporales a lo largo de toda la superficie del sensor. La lectura del sensor es transformada en una señal eléctrica directamente proporcional a la intensidad de la energía captada, y contiene el efecto doppler generado por el desplazamiento de la partícula, pudiendo sacar la velocidad de dicha partícula. Este modelo es solo válido cuando el tamaño de las partículas no es mayor que la longitud de onda del haz luminoso y por tanto la partícula muestra de forma efectiva la intensidad del patrón de franjas en el volumen de interferencia [39].

Para poder explicar el porqué de esta afirmación es necesario, en primer lugar, introducir el concepto de visibilidad, que se define como la relación entre la amplitud de la señal Doppler y la señal pedestal, definida anteriormente en la ecuación A2.36 como  $\gamma$ , y que adopta los valores de 0 a 1.

Como la señal Doppler es la que determina la velocidad de la partícula, interesa que el valor de la visibilidad sea lo más próximo a uno posible, dando lugar a una mayor nitidez y nivel de la señal Doppler, consiguiendo una señal de mayor calidad y una medición de la velocidad más precisa [40], siendo el concepto de visibilidad un sinónimo de calidad.

Los mayores valores de visibilidad corresponden al paso de una partícula por el centro del volumen de dispersión, afectando por tanto, la trayectoria seguida por la partícula a la calidad de la señal como se muestra en la siguiente figura.

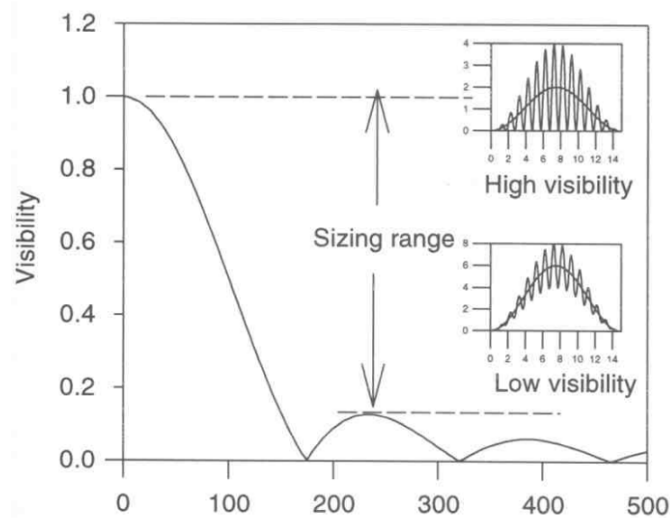


**Figura A2.22:** Señal Burst Doppler captada para dos trayectorias diferentes seguidas por una partícula en el volumen de medida. En las que en la parte superior se muestra la amplitud de la señal pedestal (DC) y en la inferior la amplitud de la señal modulada (AC). El lado derecho se corresponde a al paso de una partícula a una distancia  $(0, 0.01 \cdot D_y, 0.1 \cdot D_z)$  y el izquierdo al paso de una partícula a una distancia  $(0, 0.2 \cdot D_y, 0.7 \cdot D_z)$ .

Además de la trayectoria otros parámetros afectan a la visibilidad de la señal como son: las propiedades de dispersión de la luz de la partícula, y como se pretende explicar en este capítulo, el tamaño de la partícula y la posición y tamaño de apertura del receptor [38].

Si aplicamos el modelo de franjas explicado anteriormente, y analizamos la variación de la visibilidad con el tamaño de las partículas obtenemos un gráfico de la forma:



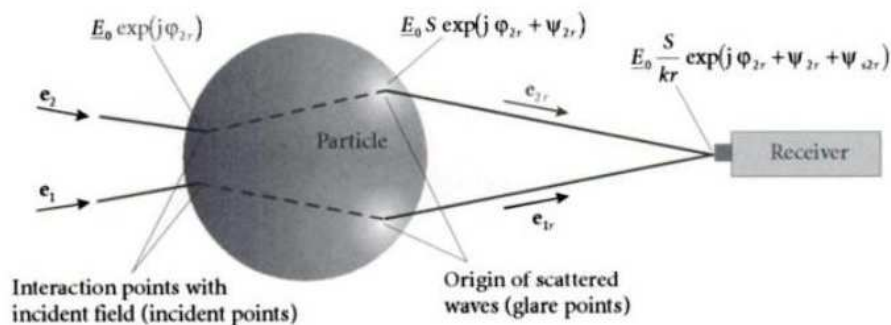


**Figura A2.23:** Variación de la visibilidad con el tamaño de partícula [44]

En la que se puede observar como la visibilidad de la señal disminuye a medida que el tamaño de la partícula aumenta y se hace mayor que la distancia de separación de las franjas de interferencia. Esto supondría que los sistemas de medida LDV sólo servirían para detectar partículas pequeñas, ya que sólo estas generarían una señal de la suficiente nitidez como para realizar medidas fiables.

Esta última afirmación no es cierta, ya que el modelo de franjas deja de ser válido para partículas que no cumplen la condición  $d_p \ll \lambda_b$ , al no poderse aplicar la teoría de dispersión de la luz de Rayleigh, siendo preciso el uso de la óptica geométrica y la teoría de dispersión de Lorenz-Mie, en las han de tenerse en cuenta la fase de la señal en el detector, ya que estas van a afectar al tamaño y posición de la apertura receptora, y las propiedades de la partícula y sus fenómenos de dispersión asociados.

Por tanto para partículas grandes, la amplitud y la fase de las ondas incidentes varían a lo largo del diámetro de la partícula. Siendo preciso para este tipo de partículas, hacer uso de la óptica geométrica, ya que solo ciertos modos de la luz dispersada son captados de forma efectiva por el fotodetector.



**Figura A2.24:** Forma de la señal para partículas de gran tamaño [38].

Como se observa en la figura solo ciertas partes de la superficie de la partícula son involucradas en la definición de las propiedades de la señal. La

posición y el tamaño de la apertura del receptor determinan la posición y tamaño de las partes de la superficie de la partícula involucradas.

Dos áreas son definidas por cada haz de luz incidente: El área en el que tiene lugar la primera interacción del haz con la partícula llamado como “punto incidente” y el área que actúa como fuente de la onda dispersada, denominada como “punto de resplandor”. El tamaño de estas áreas es, como se acaba de decir, proporcional al tamaño de la apertura del detector.

A diferencia de lo que ocurría anteriormente con partículas de pequeño tamaño, en el que la intensidad de la luz dispersada era tan solo una función del tamaño de estas, ahora la luz dispersada por partículas de gran tamaño tienen una amplitud que depende de la posición de los puntos de resplandor, y que es proporcional a la potencia del haz en los puntos de incidencia. Estas relaciones se obtienen de la teoría de dispersión de la luz de Lorenz-Mie, a través de la función de dispersión  $S$ , que recoge las propiedades de la partícula. Las características y formulación de esta función no son tratadas en este proyecto, no obstante, una breve descripción de la forma en la que las partículas dispersan la luz puede ser encontrada en el apartado A2.2.2.

Dependiendo de la forma de la partícula y de las diferentes direcciones de propagación de los haces de luz incidentes, la fase y el punto de incidencia son diferentes para cada uno de los haces ( $\varphi_{1r}$ ,  $\varphi_{2r}$ ) y de acuerdo con la composición de la partícula y las diferentes posiciones de los puntos de resplandor, un desplazamiento adicional de la fase puede tener lugar ( $\psi_{1r}$ ,  $\psi_{2r}$ ).

La potencia del campo eléctrico en el detector surgido de cada haz incidente es entonces:

$$\underline{E}_1 = E_0 S \exp \left( j \left[ \omega_b t - k_b \left( x \sin \Theta / 2 + z \cos \Theta / 2 \right) + \varphi_{1r} + \psi_{1r} \right] \right) \quad (\text{A2.39})$$

$$\underline{E}_2 = E_0 S \exp \left( j \left[ \omega_b t - k_b \left( x \sin \Theta / 2 + z \cos \Theta / 2 \right) + \varphi_{2r} + \psi_{2r} \right] \right) \quad (\text{A2.40})$$

Para partículas de pequeño tamaño los “puntos de resplandor” se unen en uno solo, y el desplazamiento de la fase introducido por la forma o el material de la partícula desaparecen ( $\varphi_{2r} - \varphi_{1r} = \varphi_2 - \varphi_1$ ,  $\psi_{1r} - \psi_{2r} = 0$ ), dando lugar al modelo de interferencia descrito inicialmente.

Por el contrario para partículas de gran tamaño las ondas dispersadas se ven afectadas por la superficie del fotodetector, como se muestra en la figura A2.24. Por tanto el volumen de medida es virtual y tan solo existe para el fotodetector.

De manera similar a la ecuación A2.34, la señal captada en el fotodetector es dada como:

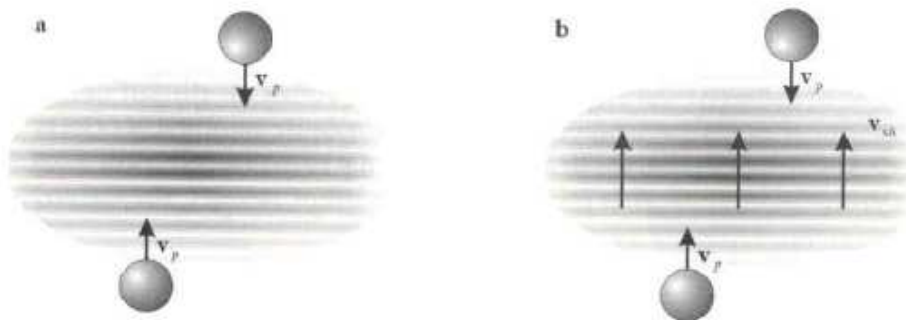
$$i(t) \sim \varepsilon c E_0^2 [1 + \cos(2\pi f_D t - \varphi_{1r} + \varphi_{2r} - \psi_{1r} + \psi_{2r})] \quad (\text{A2.41})$$

Donde se observa que la señal todavía esta modulada por la frecuencia del efecto Doppler. La principal diferencia con la formulación para partículas de pequeño tamaño radica por tanto en el desplazamiento adicional de la fase producido por la composición de la partícula,  $\psi_{1r} - \psi_{2r}$  y por su forma  $\varphi_{2r} - \varphi_{1r} \neq \varphi_2 - \varphi_1$ .

La diferencia con respecto al patrón de interferencia radica por tanto en un desplazamiento de la fase producida en el patrón de franjas captado por el detector. Sin embargo, este desplazamiento de la fase no tiene consecuencia alguna, ya que la fase exacta de los haces de luz incidentes  $\varphi_2 - \varphi_1$  en la ecuación A2.34 cuando la partícula se encuentra en la posición  $x_p=0$ , son desconocidos de todos modos, pudiendo agrupar todos los desfases en un solo parámetro  $\varphi_2 - \varphi_1$ .

#### *A2.3.5 Medición del signo de la velocidad de las partículas en sistemas LDV: Técnicas de desplazamiento de la frecuencia.*

Hasta ahora, el sistema óptico descrito, permite calcular la componente normal de la velocidad de una partícula que se mueve a través del patrón de interferencia existente en el volumen de medida, no obstante, el signo de dicha velocidad no está contenido en la señal recibida



**Figura A2.25:** Explicación de la técnica de desplazamiento de la frecuencia para la medida de dirección de las partículas [38]

Dos partículas que se desplazan con igual velocidad pero en diferentes direcciones a través de volumen de medida, generan la misma señal en el detector.

No obstante, existen varias técnicas que van permitir determinar el signo de la velocidad de desplazamiento de la partícula, siendo la más utilizada las células Bragg. Cuando un haz láser atraviesa una de estas células, se produce una descomposición del haz en dos haces con diferentes ángulos de salida. Además uno de los haces ve incrementada su longitud de onda, manteniendo eso sí, su forma sinusoidal (ver figura 7.14). Cuando estos dos haces se cruzan en el volumen de medida, se produce un desplazamiento de las franjas de interferencia, que como se explica a continuación, va a permitir determinar el signo de la velocidad de desplazamiento de la partícula.

Por tanto, si una de estas células actúa sobre la trayectoria del rayo 1, la frecuencia es desplazada una cantidad  $f_{sh}$ , dando lugar a:

$$f_1 = f_b + f_{sh} \text{ o } f_1 = f_b - f_{sh} \quad (\text{A2.42})$$

y como la frecuencia es la variación de la fase con el tiempo:

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} \quad (\text{A2.43})$$

para una onda estacionaria, el desplazamiento introducido por la Bragg cell puede ser expresado como un desplazamiento lineal de la fase con el tiempo

$$\varphi_1 = 2\pi f_{sh} t \quad (\text{A2.44})$$

En el modelo de franjas de luz, esta variación de frecuencia da lugar a un desplazamiento de dichas franjas en la dirección  $-x$  o  $+x$  con una velocidad constante, lo que hace que tras el mezclado con la segunda señal luminosa (figura A2.25), la modulación de la señal resultante pasa a ser:

$$f_r = f_{sh} + \frac{v_p \cdot (e_1 - e_2)}{\lambda_b} = f_{sh} \pm \frac{2 \sin \Theta/2}{\lambda_b} v_{p\perp} = f_{sh} \pm f_D \quad (\text{A2.45})$$

En este nuevo volumen de medida, en el que interactúan ondas con diferente fase, una partícula fija en el volumen de medida genera una señal de salida constante y proporcional al valor de  $f_{sh}$  en el receptor. Además, una partícula que se mueve en la dirección de desplazamiento de las franjas de luz generará una menor frecuencia que la que se mueve en contra de las franjas, aún teniendo la misma velocidad, pudiendo determinar el signo de la partícula analizada [38].

#### *A2.4 Fundamentos de la técnica PDPA.*

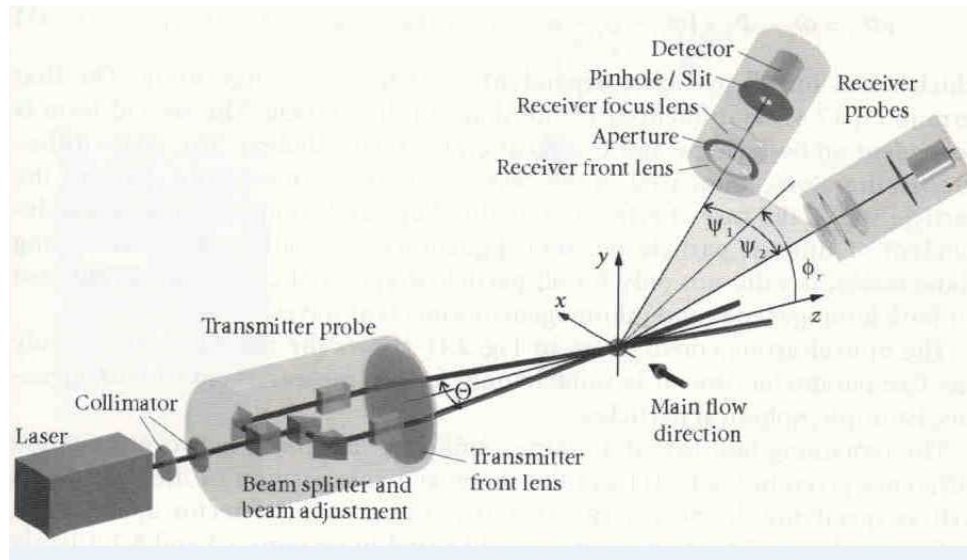
El tercer parámetro que se pretende medir con el sistema empleado en la instalación, además de la componente de la velocidad  $x$  de la partícula a lo largo del túnel, y la componente  $y$  en la dirección vertical, es el tamaño las partículas.

La medición del tamaño de las partículas se consigue mediante la utilización de dos receptores. Siendo esto cierto, siempre y cuando las partículas analizadas sean esféricas, y por consiguiente el único parámetro a estimar sea el radio.

Para poder comenzar la discusión de los fundamentos del sistema de medida es necesario en primer lugar, tener una noción del modo en la que la luz es dispersada al cruzarse con partículas de pequeño tamaño, discusión que ha sido afrontada en el apartado A2.2.2.

Si tomamos una partícula pasando por un volumen de medida, las características de la luz dispersada van a depender de la posición en la que se encuentran los detectores del sistema PDPA, es decir del ángulo de dispersión seleccionada. Como ya se dijo, se busca que esta posición sea de tal manera que, o bien uno de los modos de dispersión de la luz domine sobre el resto o bien el receptor capte varios lóbulos de dispersión. Además se suelen escoger aquellos modos que presentan una mayor intensidad.

El esquema general para este tipo de sistemas de medida es mostrado a continuación:



**Figura A2.26:** Configuración esquemática de un sistema PDPA [38]

La generación del volumen de mediada y las franjas de interferencia siguen el mismo esquema descrito anteriormente para el sistema LDV, siendo el sistema de recepción y el tratamiento de la señal dispersada lo novedoso de este esquema.

Los dos fotodetectores se colocan fuera del plano de incidencia de los dos haces láser, formando un ángulo  $\phi_r$ , generalmente conocido como el ángulo de desviación del eje, y fuera del plano  $y$ - $z$ , formando un ángulo simétrico para ambos detectores  $\pm\psi_r$ , conocido como ángulos de elevación.

Para la obtención del diámetro, estos sistemas comparan o bien la amplitud o bien la fase de las señales captadas en cada uno de los receptores. Los puntos de emisión de luz en la superficie de la partícula muestran de manera efectiva ambos parámetros, y la señal emitida contiene la información necesaria para calcular la curvatura de la superficie. Siendo preciso establecer una relación entre amplitud o fase y punto de resplandor en la superficie de la partícula. Dependiendo del parámetro escogido, amplitud o fase, existen distintas técnicas de medida [38].

Con la configuración mostrada en la figura A2.26, se puede medir el diámetro de partículas esféricas, homogéneas y con dimensiones mayores que la

longitud de onda empleada ( $d_p > \lambda_p$ ). Ya que, como se vio en la figura A2.9, partículas menores que la longitud de onda de la luz incidente dan lugar a ondas dispersadas con la misma fase e intensidad independientemente del ángulo de dispersión escogido, no existiendo diferencia entre las señales captadas por los detectores. Esto limita el tamaño de partícula medible con estos sistemas. El tamaño mínimo de partícula dado para los sistemas PDPA comercializados es de  $0.5 \mu\text{m}$  y las gotas de lluvia generadas en el presente proyecto son del orden de  $1\text{-}50 \mu\text{m}$ , no superando el límite inferior impuesto.

#### *A2.4.1 Técnicas de medida del diámetro de la partícula.*

La información del diámetro de la partícula está contenida en la parte modulada de la señal, y en función del parámetro de comparación (fase o intensidad) se distinguen dos técnicas de medida:

- *Time-Shift Technique*: Mide el tiempo transcurrido entre los dos valores picos de la señal medida en cada uno de los detectores.
- *Phase Doppler Technique*: Mide el desfase instantáneo existente entre la fase de las dos señales moduladas recogidas por los dos detectores en un mismo instante de tiempo.

La utilización de una u otra técnica de medida está condicionada por el tamaño de las partículas como se verá más adelante.

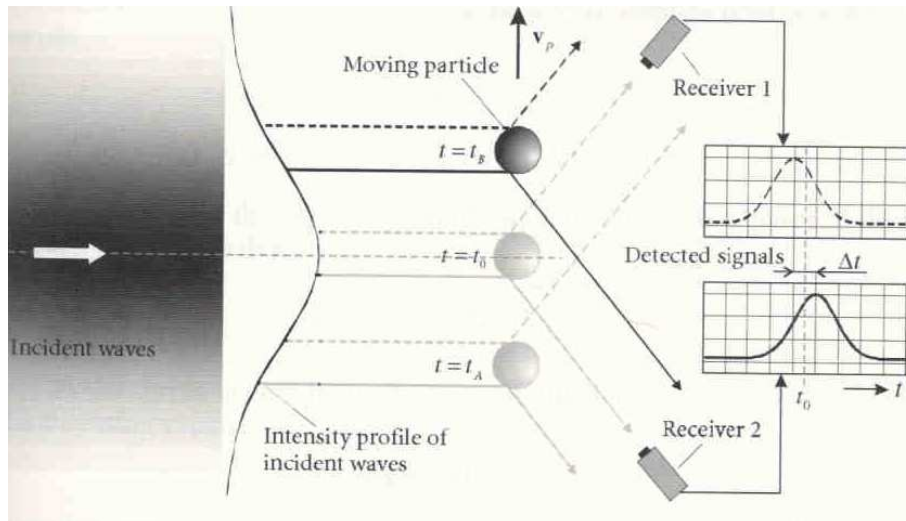
Haciendo una descripción más detallada de ambas técnicas de medida tenemos:

##### *A2.4.1.1 Time-Shift Technique.*

Para poder realizar un análisis dinámico de la señal en función del tiempo, y por tanto, para poder aplicar la técnica de desfase temporal, es preciso considerar la distribución Gaussiana de la intensidad de los haces de luz incidentes, ya que sólo consiguiendo una iluminación no homogénea de la partícula por parte del haz incidente, se hace posible la aplicación de esta técnica de medida.

Esto hace necesario la existencia de tamaños de partícula lo suficientemente grandes como para que la influencia de la distribución Gaussiana del haz láser esté presente, dando lugar a una variación de la intensidad dispersada a lo largo de la superficie de la partícula, y por tanto, no obteniendo una solución de dispersión de la luz de ondas planas característica para partículas de menor tamaño.

La variación temporal de la intensidad a medida que el haz luminoso avanza sobre la partícula es recogida por dos detectores, que comparan el instante en el que el valor máximo de la intensidad es registrado en cada uno de ellos. Este instante se encuentra desfasado temporalmente debido a la iluminación no homogénea que sufre la partícula (ver la siguiente figura).



**Figura A2.27:** Origen del desfase temporal por la reflexión causada por una iluminación no homogénea [38].

Como se puede observar en la figura, para el instante de tiempo  $t = t_0$ , la intensidad captada por ambos receptores es idéntica, debido a la simetría de la situación, pero existe un cierto desfase entre ambos, pues mientras que, para el instante  $t = t_0$ , el receptor 1 ya ha alcanzado el máximo de intensidad reflejada, la señal registrada por el receptor 2 se encuentra desfasada, siendo preciso esperar hasta un instante de tiempo posterior para que el receptor registre el máximo de la intensidad.

La magnitud del desfase temporal  $\Delta t$  entre las señales de un receptor respecto al otro, es proporcional al tamaño de la partícula, ya que los puntos de incidencia, y la reflexión de los haces, se ven afectados por el tamaño de la partícula [38].

Matizar que, para la técnica de medida Phase Doppler Technique, explicada a continuación, también se hace necesario el uso de dos receptores para determinar el desfase temporal, siendo las diferencias entre ambas técnicas de medida las siguientes: el modo en el que los dos receptores son posicionados, la necesidad, en el caso de emplear la Time-Shift Technique, de conocer la velocidad y trayectoria de la partícula para determinar finalmente el tamaño de la partícula, y el tamaño de partícula medible con cada una de ellas.

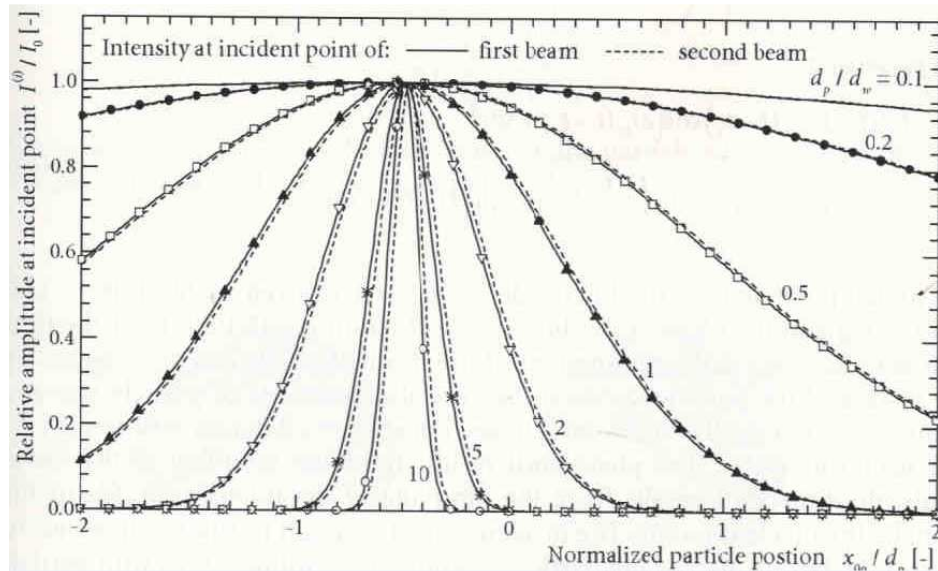
Para que la técnica de medida Time-Shift sea aplicable, se requiere, como ya se dijo, que la partícula sea lo suficientemente grande como para que la iluminación de la superficie de la partícula con un haz láser, caracterizado por la distribución Gaussiana de su intensidad, de lugar dispersión no homogénea del haz. Esta condición se contradice con la condición exigida para la aplicación de la técnica de medida por desplazamiento de la fase, en la que el tamaño de las partículas ha de ser lo suficientemente pequeño como para poder considerar el haz incidente como una onda plana.

Por tanto no es posible el uso indistinto de ambas técnicas de medida, pudiendo establecer los límites entre la “Phase Doppler technique” (análisis



estático de la señal) y la “time-shift technique” (análisis dinámico de la señal) en función del tamaño de las partículas a analizar.

Si se representa la amplitud relativa de la intensidad luz reflejada por los puntos incidencia de los dos haces, captada por un receptor en una posición dada en función del tamaño normalizado de partícula tenemos [38].



**Figura A2.28:** Intensidad relativa medida en los puntos de incidencia de dos haces de luz en la superficie de una partícula en función de la posición relativa que esta ocupa respecto al punto donde se cruzan los dos haces luminosos. Donde  $I_0$  es la intensidad incidente,  $I^{(i)}$  la intensidad en el punto de incidencia, el ángulo que forman los haces de luz es  $\theta = 20 \text{ deg}$ . La posición de los receptores es  $\psi_r = 30 \text{ deg}$  y  $\phi_r = 0 \text{ deg}$ . Y el modo de dispersión  $N=1$  (reflexión) [38].

En la figura se observa como para partículas pequeñas en comparación con el tamaño del diámetro del haz luminoso, la intensidad relativa permanece constante a medida que la partícula recorre el volumen de medida, pudiéndose aproximar los haces incidentes a ondas planas, mientras que para partículas de mayor tamaño una distribución de intensidad en función de la posición de la partícula se hace presente, siendo preciso considerar frentes de onda no planos. También se observa como la mayor intensidad relativa se da, para todos los casos, cuando la partícula se encuentra en la posición  $x_{o,m} / d_m = -0.48$ , posición en la que el centro de la partícula se encuentra aproximadamente a un radio de llegar al punto central del cruce de los haces láser.

Finalmente decir que el rango de tamaños de gota que se pretende generar en el presente proyecto puede ser medido exclusivamente por la técnica de desplazamiento de fase, ya que mediante esta técnica, se llegan a medir tamaños máximos de partícula de hasta 4mm, no siendo necesario el uso de la técnica de medida tratada en este apartado, y no profundizando por tanto en su formulación matemática.



#### *A2.4.1.2. Phase Doppler Technique.*

Esta técnica es empleada cuando la intensidad entre los dos puntos de resplandor valorados es aproximadamente la misma, entonces solamente la fase de la señal modulada contiene información acerca del tamaño de la partícula.

Esto ocurre cuando el diámetro de la partícula es pequeño con respecto a las dimensiones del volumen de medida, haciendo que la separación entre los puntos de incidencia sea lo suficiente mente pequeña como para que la intensidad dispersada por cada uno de ellos no se vea afectada por la distribución Gaussiana de la intensidad del haz láser. Visto de otra manera, podría decirse que la superficie de la partícula ve los haces láser incidentes como si fuesen ondas electromagnéticas planas, en el que la intensidad de la luz dispersada es igual para ambos puntos de resplandor.

Esta condición permite hacer un análisis estático, en el que se comparan, para un mismo instante de tiempo, las señales captadas por dos receptores, que se encuentran colocados en distintas posiciones, midiendo el desfase local de cada una de las señales captadas.

Entonces un tamaño mínimo de partícula es necesario para poder emplear esta técnica de medida. Superado este mínimo, tiene lugar una situación como la mostrada en la figura A2.24, en la que para un haz dado y una posición de receptor fijada, cada orden de dispersión, por ejemplo el mostrado en la figura, primer orden de refracción, tiene un camino único que une el punto de resplandor desde el que el haz abandona la superficie de la partícula, hasta que llega al detector. Si dos haces de luz son empleados, entonces existen por lo menos dos puntos de resplandor por orden de dispersión. Cada uno de estos puntos de dispersión puede ser visto como una fuente de coherente de luz direccionada hacia el detector. En el detector tiene lugar el cruce de todos los haces de luz emitidos por los puntos de resplandor cuyo ángulo de dispersión es el mismo que el de la posición del detector. Esta interacción entre haces dispersados en el campo lejano, produce un patrón de interferencia, similar al descrito anteriormente para la técnica LDV, que se ve modificado a lo largo del desplazamiento de la partícula a través de los haces luminosos.

Si en vez de uno, dos detectores son colocados en el espacio, cada uno de ellos detecta una señal modulada distinta, que varían temporalmente a medida que las franjas de interferencia cruzan sus aperturas. Estas señales presentan un desfase temporal entre sí, debido a los distintos caminos recorridos por los haces luminosos hasta alcanzar los detectores. La distintas distancias recorridas por los haces luminosos están motivadas, entre otros parámetros, por el tamaño de la partícula. El empleo de esta técnica de medida pasa por la obtención de una ecuación que sea capaz de relacionar el desfase temporal existente entre señales captadas, y el camino seguido por los haces luminosos desde su emisión hasta que son captados por el receptor. El camino seguido va a depender, además del tamaño de la partícula, de dónde estén colocados los emisores y receptores, es decir de la configuración óptica del sistema, y de la composición de la partícula, ya que, menos en el caso de que la señal captada provenga de la reflexión, desfases adicionales se producen en función del índice de refracción de la partícula.

Formulando la intensidad señales captadas por los detectores tenemos que:

$$i_1(t) \sim \epsilon c E_0^2 (1 + \cos[2\pi f_D - (\varphi_{11} - \varphi_{21} + \psi_{11} - \psi_{21})]) \quad (\text{A2.46})$$

$$i_2(t) \sim \epsilon c E_0^2 (1 + \cos[2\pi f_D - (\varphi_{12} - \varphi_{22} + \psi_{12} - \psi_{22})]) \quad (\text{A2.47})$$

En las que los dos subíndices de los ángulos se refieren a: el primero al haz incidente 1 ó 2, y el segundo al receptor 1 o 2, siendo por ejemplo  $\varphi_{12}$ , el desfase existente motivado por el camino seguido por el haz incidente 1 hasta llegar al receptor dos, y  $\psi_{12}$  el desfase producido por la composición de la partícula al seguir el camino anteriormente citado. En total se pueden dar cuatro posibles caminos a lo largo de la partícula (figura A2.24).

Para determinar el tamaño solo es necesaria la señal modulada (AC) y por tanto se puede escribir

$$i_{1AC}(t) \sim \epsilon c E_0^2 \cos[2\pi f_D - (\varphi_{11} - \varphi_{21} + \psi_{11} - \psi_{21})] = \epsilon c E_0^2 \cos \phi_1 \quad (\text{A2.48})$$

$$i_{2AC}(t) \sim \epsilon c E_0^2 \cos[2\pi f_D - (\varphi_{12} - \varphi_{22} + \psi_{12} - \psi_{22})] = \epsilon c E_0^2 \cos \phi_2 \quad (\text{A2.49})$$

Por ello el desfase de las dos señales captadas en un mismo instante de tiempo por ambos detectores es:

$$\Delta\Phi_{12} = \phi_1 - \phi_2 = (\varphi_{12} - \varphi_{11} + \varphi_{21} - \varphi_{22}) + (\psi_{12} - \psi_{11} + \psi_{21} - \psi_{22}) \quad (\text{A2.50})$$

Este desfase, en el que el primer término refleja el desfase producido por la forma de la partícula y el segundo, el desfase debido a la forma y la composición (a su índice de refracción), es general y válido para cualquier tipo de partícula y, aunque la solución se obtiene de ondas planas, es también válido para ondas incidentes no homogéneas.

Hacer notar que el desfase es independiente del tiempo o de la posición de la partícula, dependiendo tan sólo de la forma de la partícula y en el caso de refracción de la composición de la partícula.

El sistema mostrado en la figura A2.26, permite tan solo medir un parámetro libre, siendo apropiado tan solo para medir partículas homogéneas, isotrópicas y esféricas.

La tarea pendiente para el empleo del sistema PDPA es, en primer lugar, determinar una relación única entre la diferencia de fase dada en la ecuación anterior  $\Delta\Phi_{12}$ , y la forma y composición de la partícula, y en segundo lugar, especificar cuál debe ser el tamaño de la apertura y la posición los detectores para que esta relación se cumpla. Ambas tareas son descritas en los siguientes dos apartados [38].

- *Relación entre desfase, parámetros geométricos del sistema y tamaño y propiedades de la partícula.*

Para sea posible establecer una relación única entre desfase y tamaño de partícula es necesario, como ya se argumentó en el apartado de dispersión de la luz, que los detectores estén colocados de tal manera que tan solo uno de los modos de dispersión sea predominante en la señal captada, ya que solo entonces la relación entre fase y tamaño de partícula se vuelve lineal.

La pendiente de la recta que relaciona ambos parámetros varía en función del orden de dispersión que es dominante, siendo preciso colocar los detectores en el ángulo de dispersión en la que esta situación tenga lugar. En el caso de un flujo multifásico formado por gotas de agua, se suele escoger, como se verá en el siguiente apartado, una disposición en el que el orden de dispersión predominante es de  $N=2$ . Siendo para este caso la relación entre diferencia de fase y tamaño de partícula de la forma:

$$d_p = F^{(2)} \Delta\Phi_{12}^{(2)} \quad (\text{A2.51})$$

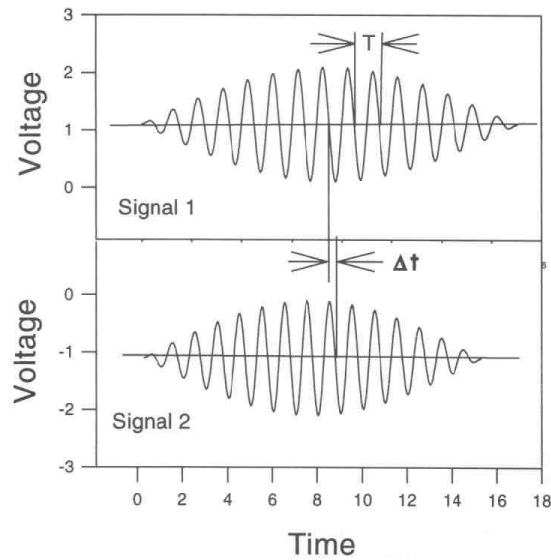
Donde  $F^{(2)}$  es el conocido como factor de conversión para el segundo orden de dispersión (primera refracción), siendo una constante geométrica que depende de la disposición espacial de los sistema ópticos ver figura A2.26, del índice de refracción implicado, y de la longitud de onda de los haces incidentes.

$$F^{(2)} = \frac{\lambda_b}{2\pi} \left[ 2 \left( \left[ 1 + m^2 - m\sqrt{2} (1 + \sin \psi_r \sin \Theta/2 + \cos \psi_r \cos \phi_r \cos \Theta/2) \right]^{1/2} \right)^{1/2} - 1 + m^2 - m^2 1 - \sin \psi_r \sin \Theta/2 + \cos \psi_r \cos \phi_r \cos \Theta/2 \right] - 1 \quad (\text{A2.52})$$

Si tanto la disposición espacial de los sistemas ópticos, como el índice de refracción de la partícula y la longitud de onda de los haces incidentes son conocidos, es posible finalmente calcular el tamaño de la partícula, si obtiene una lectura de las dos señales moduladas captadas en el detector, al calcular la diferencia de fase de la forma:

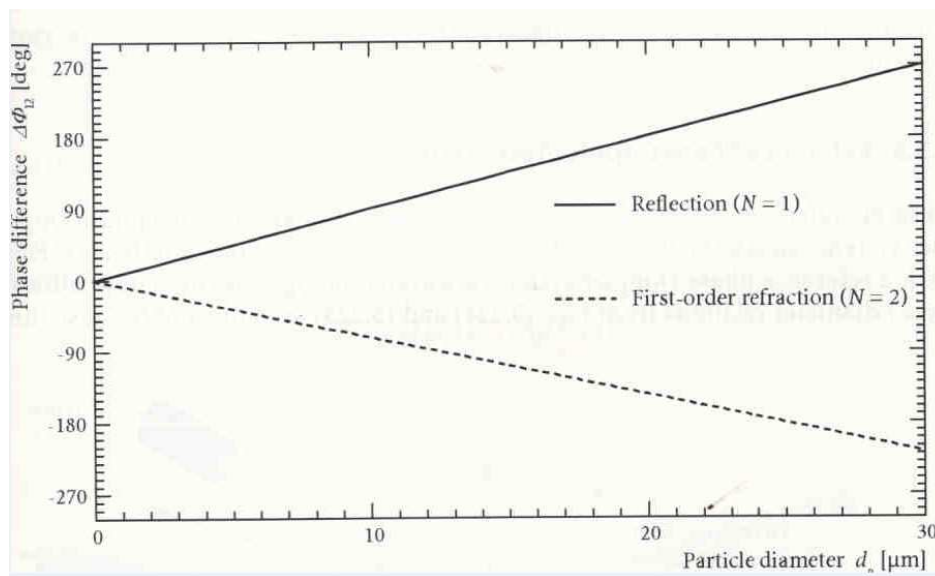
$$\Delta\Phi_{12}^{(2)} = 2\pi \frac{\Delta t}{T} \quad (\text{A2.53})$$

Donde  $T$  es el tiempo de ciclo de la señal, y  $\Delta t$  el desfase temporal entre señales.



**Figura A2.29:** Determinación del desfase temporal entre las dos señales moduladas de los detectores [38].

Haciendo una representación gráfica en la que se muestra las diferencias de fase generadas en función del diámetro de partícula, para una configuración óptica dada tenemos:



**Figura A2.30:** ejemplo de la diferencia de fase como una función del diámetro de partícula cuando  $\theta = 7^\circ$ ,  $\lambda_b = 488 \text{ nm}$ ,  $m = 1.33$ ,  $\phi_r = 30^\circ$  y  $\psi_r = \pm 3^\circ$  [38]

Los límites del tamaño de partícula señalados en la gráfica pueden ser ampliados, como se verá en el siguiente apartado, mediante el uso de detectores adicionales, ya que en caso contrario, solo desfases de entre 0 y  $2\pi$  pueden ser distinguidos por los detectores, limitando el rango de tamaños de partículas medibles por estos sistemas.

#### - Ajuste de la configuración óptica de sistemas PDPA:

Como hemos visto anteriormente los factores de conversión  $F^{(N)}$ , relacionan la diferencia de fase con el tamaño de partícula para un determinado orden de dispersión  $N$ .

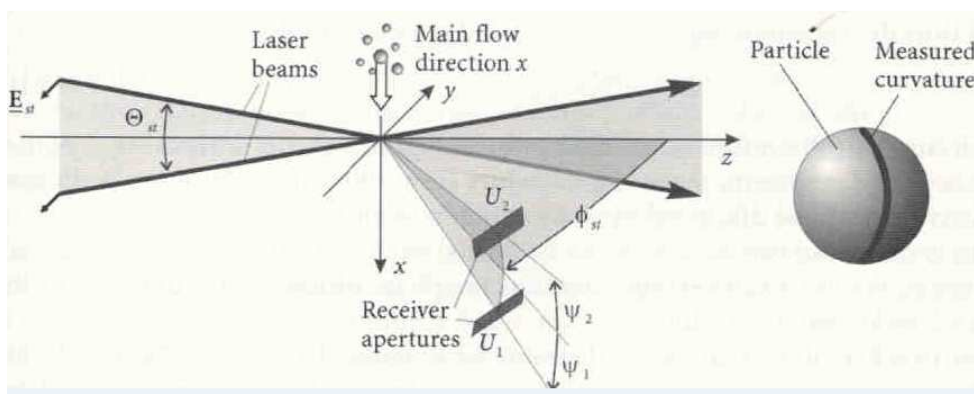
Una de las primeras consideraciones que ha de tenerse en cuenta es, por tanto, definir la configuración óptica de los sistemas PDPA, es decir, definir cuál es la posición que van a ocupar, de tal manera que sólo uno de los órdenes de dispersión sea dominante.

La distribución de los diferentes órdenes de dispersión ha sido discutida anteriormente en el apartado A2.2.2. En este estudio se observaba como, cuando se considera un flujo multifásico de gotas de agua en aire, el ángulo de dispersión recomendado suele encontrarse entre  $30^\circ$  y  $80^\circ$ , próximo al denominado ángulo Brewster, en el que el que la primera refracción domina por al menos dos órdenes de magnitud sobre el resto de órdenes de dispersión (ver figura A2.13).

Tipo de partícula	Orden de dispersión	Polarización	Ángulo de dispersión
Agua en aire	Refracción	Paralela	Cerca del ángulo de Brewster: $65^\circ < \nu_s < 72^\circ$

**Tabla A2.3:** Recomendación para el posicionamiento de los detectores.  $\nu_s$  es el ángulo de dispersión dado en la figura A2.4, equivalente al ángulo  $\phi_{st}$  de la figura A2.31.[38].

La disposición geométrica, que más se suele utilizar es la mostrada en la figura:



**Figura A2.31:** Configuración geométrica de un sistema PDPA estándar [38].

En la que, como se puede observar, los dos detectores se colocan uno encima del otro, en un ángulo,  $\phi_r$ , que se encuentra dentro del rango de dispersión recomendado para cada tipo de partícula  $\nu_{s,\min} < \phi_r < \nu_{s,\max}$ , y con ángulos de elevación,  $\psi_1 = -\psi_2$ . Este tipo de configuración recibe el nombre de PDPA estándar y es de largo la configuración más utilizada para este tipo de sistemas.

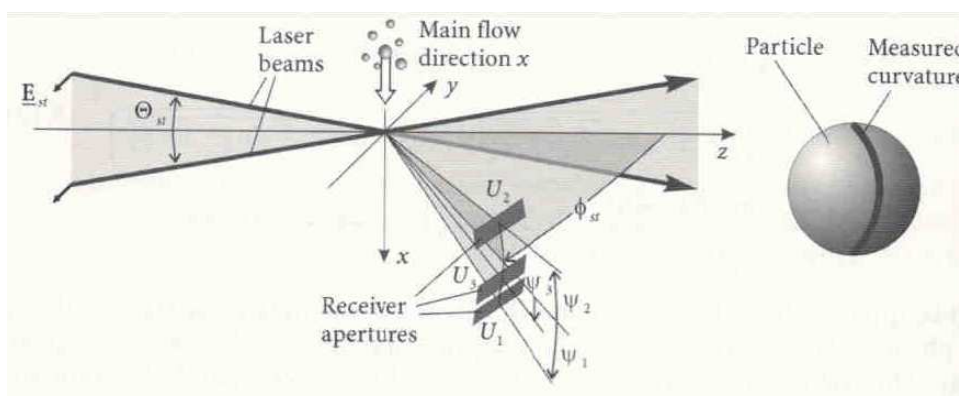
El principal problema que se presenta con esta configuración es que aparece ambigüedad en el desplazamiento de la fase cuando un determinado tamaño de partícula es superado, ya que desfases mayores de  $2\pi$  generan idénticos resultados en la lectura de la señal.

El diámetro de partícula máximo, que se puede medir con dos detectores, antes de que aparezca ambigüedad en los tamaños de partícula obtenidos, cuando se considera refracción de primer orden viene dado por:

$$d_{p,max} = 2\pi F^{(2)} \approx \frac{\lambda_b}{m} \frac{|\cos\phi_{r/2}| \sqrt{1+m^2-2m|\cos\phi_{r/2}|}}{\psi_r^{\Theta/2}} \quad (A2.54)$$

Existe diferentes sistemas para superar el límite dado por la ecuación anterior, eliminando la ambigüedad que se genera cuando se superan desfases mayores de  $2\pi$ , pudiendo aumentar el rango de medida del sistema PDPA estándar.

La solución más comúnmente utilizada es el uso de un detector adicional, en una disposición óptica como la mostrada en la siguiente figura:



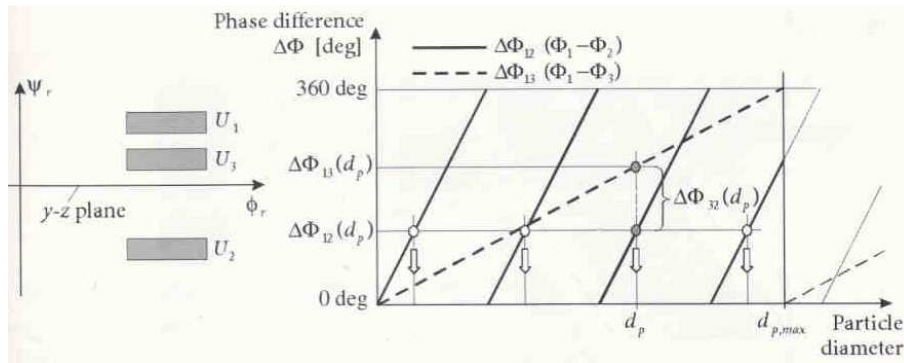
**Figura A2.32:** Configuración óptica de un sistema PDPA estándar de tres detectores [38].

El detector adicional  $U_3$ , permite comparar simultáneamente tres diferencias de fase distintas para cada partícula, la diferencia de fase entre los detectores  $U_1$  y  $U_2$ ,  $\Delta\Phi_{12}$ , la diferencia de fase entre los detectores  $U_1$  y  $U_3$ ,  $\Delta\Phi_{13}$  y la diferencia entre los detectores  $U_2$  y  $U_3$ ,  $\Delta\Phi_{23}$ . Debido a los diferentes ángulos de elevación, cada uno de los detectores presentará una relación desfase de la señal/diámetro de la partícula distinta, siendo menos acusada las diferencias de fase cuanto más próximos se encuentren el uno del otro.

Dos de los desfases son linealmente independientes, y pueden ser usados para obtener dos valores independientes del tamaño de la partícula en cuestión, mientras que el tercero se usa como criterio de valoración, ya que la suma de todas las diferencias de fase registradas deben anularse:

$$\Delta\Phi_{12} = \Delta\Phi_{13} - \Delta\Phi_{23} \quad (A2.55)$$

Como se muestra en la siguiente figura:



**Figura 2.32:** Relación diferencia de fase/ diámetro de partícula en sistemas PDPA estándar de tres detectores y su uso para extender el rango de aplicación entre desfases  $2\pi$  [38].

Se observa como  $\Delta\Phi_{12}$  puede corresponder a  $2\pi n_{2\pi}$  diámetros distintos, donde  $n_{2\pi}$  se refiere a un número entero de veces la distancia  $2\pi$ , pudiendo, a través del desfase  $\Delta\Phi_{13}$ , eliminar dicha ambigüedad y por tanto incrementar el rango máximo de tamaños de partícula que es posible medir con el sistema, ya que ahora, el rango estará delimitado por el par de detectores que mayores factores de conversión  $F^{(2)}$  (y por ello menor pendiente) presenten. Estableciéndose el nuevo tamaño máximo de partícula medible como:

$$d_{p,max} \approx \frac{\lambda_b}{m} \frac{|\cos\phi_r/2| \sqrt{1+m^2-2m|\cos\phi_r/2|}}{(\psi_1-\psi_3)^{\theta/2}} \quad (A2.56)$$

De la ecuación se extrae que el rango de medida es incrementado a mitad que la diferencia entre el ángulo de elevación de los detectores  $U_1$  e  $U_3$  se haga más pequeña. También puede ser incrementado disminuyendo el ángulo de intersección de los haces incidentes  $\theta$ .

En este punto se da por concluido los fundamentos teóricos básicos que permiten entender el modo en el que opera el sistema PDPA y LDV, pudiendo encontrar una descripción del sistema en el capítulo 7 del presente documento, y una explicación más detallada en [38], libro que servido de guía principalmente para escribir el presente ANEXO.

## ANEXO III: Código de los scripts empleados en el proyecto.

### A3.1 Script para el cálculo laminar de la diferencia de de velocidades.

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% This program calculates the difference between the exit velocity  %
% of two injectors with a high difference                          %
% Only valid for small velocities < .1 m/s                        %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% LIQUID PROPERTIES
K_vis=1e-6;

% WIND TUNNEL GEOMETRIC DIMENSIONS

%Plastic pipes
Dp=2.54e-3;
lp=3;

%Injectors
Di=1.5e-3;
li=8.5e-2;

%Manifold out

lom=2e-2;
lom2=7.5e-2;
Dom=5.87e-4:1e-6:2e-3;          %range of Dom form 2e-3 to 1e-6

cte_geo=(64*K_vis).*(li/Di^2.+(Di^2*(lp/Dp^4.+(lom./Dom.^4)))));
cte_geo2=(64*K_vis).*(li/Di^2.+(Di^2*(lp/Dp^4.+(lom2./Dom.^4)))));

%HIGH DIFFERENCES
%distance between first and last line of injectors in the grid
Ah=0.82;
%Length of the manifold
lm=0.4;

% OUT VELOCITY DIFFERENCE BETWEEN INJECTORS

AVexit=2*9.81*(Ah-lm)./cte_geo;
AVexit2=2*9.81*(Ah-lm)./cte_geo2;

% 1-
figure (1)
plot (Dom,AVexit,'b',Dom,AVexit2,'g');
YLABEL('AVexit(m/s)');
XLABEL('Dom (m)');
legend('lom=2cm','lom=7.5cm','Location','northwest');
TITLE('Evolution of the out velocity difference with Dom')
```



### A3.2 Script para el cálculo de la geometría de los tubos incluidos en las salidas barbadadas roscadas del distribuidor.

```
% LIQUID PROPERTIES
K_vis=1e-6;
den=1000;

% WIND TUNNEL GEOMETRIC DIMENSIONS

%Plastic pipes
Dp=2.54e-3;
lp=3;

%Injectors
Di=1.5e-3;
li=8.5e-2;

%Manifold out
%pipe 0.01 inches

Dom=304.8e-6;
eps=0.00001e-3;                                %Roughness for comercial steel pipes

%HIGH DIFFERENCES
%distance between two consecutive lines of inyectors in the grid
h=0.1016;
%distance between the end of the manifold and the end of the grid
AH1=1.55;
%distance between two consecutive lines of inyectors in the MANIFOLD
H=5.1e-2;

% Reynolds
Re_max=3000;
Vmax_turb=Re_max*(K_vis*Dom)/Di^2;

%Choosing a length for Re<3000 for all the working range
%of the low speed manifold:

lom=zeros(1,9);
for i=1:9

    lom(i)=3.5e-2;
end

% Lengh required for cancel the velocity diference between inyectors
% when the velocity is 0.16 m/s

Vmin=0.16;
delta_lenght=zeros(1,i);
for i=1:9
    delta_length(i)=(9.81*(H-h)*(i-1)*Dom^4)/(32*K_vis*Di^2*Vmin);
end

lom=lom+delta_length;
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%VELOCITY EXIT OF THE HIGHEST INJECTOR (LINE 9)
%range velocities 0.6, 6e-3 m/s

Vexit9= 0.1:1e-2:0.6;

% Reynolds

Re_om9=Di^2.*Vexit9./(K_vis*Dom);

%LOSSES PIPE AND INJECTOR

h_p_i9=1/2.*Vexit9.*((64*K_vis)*(li/Di^2+Di^2*(lp/Dp^4)));

%LOSES MANIFOLD OUTLET

n=length (Vexit9);
f=zeros(1,n);
h_om9=zeros(1,n);
V_om9=Vexit9*(Di^2/Dom^2);

for i=1:n

    if Re_om9(i)>3000

        f9(i)=1/(-1.8*log10(((eps/Dom)/3.7)^1.11+(6.9/Re_om9(i)))).^2;
        h_om9(i)=1/2*V_om9(i)^2*(lom(9)/Dom)*f9(i);

    else
        f9(i)=64/Re_om9(i);
        h_om9(i)=1/2*Vexit9(i)*((64*K_vis)*(Di^2*(lom(9)/Dom^4))));

    end

end

%PRESSURE IN THE MANIFOLD
Pa=1e5;
Pm1=9.81*den*(8*(h-H)-AH1)+den.*Vexit9.^2/2+den*(h_om9+h_p_i9);

%1-
figure (1)
plot (Vexit9,Pm1,'b');
YLABEL('APm(Pa)');
XLABEL('Vexit9');

% VELOCITY DISTRIBUTION

cte9=9.81*8*(h-H)+Vexit9.^2/2+h_om9+h_p_i9;
cte_geol=(64*K_vis)*(li/Di^2+(Di^2*(lp/Dp^4+(lom(1)/Dom^4))));

```

```

Vexit1 = zeros(1,n);

for i=1:n

    if Re_om9(i)>3000          %TURBULENT

        Vexit1(i)=Vexit9(i);
        ite=0;
        error=1;
        correction=0.00001;
        while error>0.01 & ite<1000000

            Vexit1(i)=Vexit1(i)+correction;
            V_om1 (i)=Vexit1(i)*(Di^2/Dom^2);
            Re_om1(i)=Di^2*Vexit1(i)/(K_vis*Dom);
            f1(i)=1/(-1.8*log10(((eps/Dom)/3.7)^1.11+(6.9/Re_om1(i)))).^2;
            h_om1(i)=1/2*V_om1(i)^2*(lom(1)/Dom)*f1(i);

            h_p_il(i)=1/2*Vexit1(i)*((64*K_vis)*(li/Di^2+Di^2*(lp/Dp^4)));

            h1(i)=h_p_il(i)+h_om1(i);

            error=cte9(i)-Vexit1(i)^2/2-h1(i);
            if error>0
                correction=0.000001;
            else
                correction=-0.000001;
            end
            error=abs(error);
            ite=ite+1;

        end

    else          %LAMINAR

        Vexit1(i)=(-1*cte_geol+sqrt(cte_geol^2+4*(2*cte9(i))))/2;

    end
end

Vexit1;
AV=Vexit1-Vexit9;
av_porct=100*(AV./Vexit1);

%2-
figure (2)
plot (Vexit9,av_porct,'b');
YLABEL('error(%')');
XLABEL('Vexit9');

```

### A3.3 Script de extensión de A3.2 a raíz de los datos experimentales.

```
% LIQUID PROPERTIES
K_vis=1e-6;
den=1000;

% WIND TUNNEL GEOMETRIC DIMENSIONS

%Plastic pipes
Dp=2.54e-3;
lp=3;

%Injectors
Di=1.5e-3;
li=8.5e-2;

%Manifold out
%pipe 0.01 inches
loml=1e-2:0.1e-2:7e-2;
Dom=304.8e-6;
eps=0.00001e-3;                                %Roughness for comercial steel pipes

%HIGH DIFFERENCES
%distance between two consecutive lines of inyectors in the grid
h=0.1;
%distance between the end of the manifold and the end of the grid
AHl=1.27;
%distance between two consecutive lines of inyectors in the MANIFOLD
H=5.1e-2;

%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% lengths

lom = [0.0350 0.0346 0.0343 0.0339 0.0336 0.0332 0.0329 0.0325
0.0321];

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%EXPERIMENTAL RESULTS

Vexit9_r= [9.90E-02 2.23E-01 3.30E-01 4.51E-01 5.94E-01 6.34E-01];
Vexit1_r= [1.10E-01 1.99E-01 3.07E-01 4.03E-01 5.07E-01 5.55E-01];
P_regu= [25e3 55e3 100e3 170e3 270e3 320e3];

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%          9          %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Velocity and Reynolds in the OM pipe

Vom9_r=Vexit9_r.*(Di^2/Dom^2);
Re_om9_r=Di^2.*Vexit9_r./(K_vis*Dom);
l9=length (Re_om9_r);
```

```
%LOSSES PIPE AND INJECTOR 9

h_p_i9_r=1/2.*Vexit9_r.*((64*K_vis)*(li/Di^2+Di^2*(lp/Dp^4)));

%LOSES MANIFOLD OUTLET 9 --> experimental data

h_om9_r= P_regu/den-9.81*(8*(h-H)-AH1)-Vexit9_r.^2/2-h_p_i9_r;

f9_r=h_om9_r./(Vom9_r.^2/2.*lom(9))*Dom;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%           1           %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Velocity and Reynolds in the OM pipe

Voml_r=Vexitl_r.*(Di^2/Dom^2);
Re_oml_r=Di^2.*Vexitl_r./(K_vis*Dom);
ll=length (Re_oml_r);

%LOSSES PIPE AND INJECTOR 1

h_p_i1_r=1/2.*Vexitl_r.*((64*K_vis)*(li/Di^2+Di^2*(lp/Dp^4)));

%LOSES MANIFOLD OUTLET 1 --> experimental data

h_om1_r= P_regu/den+9.81*AH1-Vexitl_r.^2/2-h_p_i1_r;

f1_r=h_om1_r./(Vom1_r.^2/2.*lom(1))*Dom;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% INTERPOLATION %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

f= [f1_r f9_r];
Re_om=[Re_oml_r Re_om9_r];

Re_min= min(Re_om);
Re_max= max(Re_om);

% % %interpolation CUBIC
% pp = interp1(Re_om,f,'spline','pp');
% Re_omi = Re_min:1:Re_max;
% fi = ppval(pp,Re_omi);

% %interpolation PCHIP
%
% pp = interp1(Re_om,f,'pchip','pp');
```

```

% Re_omi = Re_min:1:Re_max;
% fi = ppval(pp,Re_omi);
%
% %1-
% figure (1)
% plot(Re_om,f,'o');
% YLABEL('f');
% XLABEL('Re_om');

%Polinomial fitting

fi=polyfit(Re_om,f,4);
Re_omi = Re_min:1:Re_max;
f_values = polyval(fi,Re_omi);

%2-
figure (2)
plot(Re_om,f,'o');
YLABEL('f');
XLABEL('Re_om');

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%PRESSURE IN THE LINE 9%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%Reinold and velocity interpolate values in all the expiemental range
Re_om9i = Re_om9_r(1):1:Re_om9_r(19);

Vexit9i=(Re_om9i*K_vis*Dom)/Di^2;
Vom9_i=Re_om9i*K_vis/Dom;

%Presures losses
f9i = polyval(fi,Re_om9i);
h_om9i=((Vom9_i.^2/2.*lom(9))/Dom).*f9i;
h_p_i9i=1/2.*Vexit9i.*((64*K_vis)*(li/Di^2+Di^2*(lp/Dp^4)));

h9i=h_om9i+h_p_i9i;
Pm9=9.81*den*(8*(h-H)-AHl)+den.*Vexit9i.^2/2+den*h9i;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%PRESSURE IN THE LINE 1%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%Reinold and velocity interpolate values in all the expiemental range
Re_omli = Re_oml_r(1):1:Re_oml_r(11);

Vexitli=(Re_omli*K_vis*Dom)/Di^2;
Voml_i=Re_omli*K_vis/Dom;

%Presures losses
fli = polyval(fi,Re_omli);
h_omli=((Voml_i.^2/2.*lom(1))/Dom).*fli;
h_p_ili=1/2.*Vexitli.*((64*K_vis)*(li/Di^2+Di^2*(lp/Dp^4)));

```

```

hli=h_omli+h_p_ili;
Pm1=9.81*den*(-AH1)+den.*Vexit1i.^2/2+den*hli;

%3
figure (3)
plot
(Vexit9i,Pm9,'r',Vexit1i,Pm1,'g',Vexit9_r,P_regu,'b',Vexit1_r,P_regu,'
b');
YLABEL('Vexit');
XLABEL('Pm1(Pa)');
legend('Pm9','Pm1','P_regu','P_regu','Location','northwest')

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%ERROR CALCULATION

%RANGE OF WORK
%Vexit9= 0.1:1e-1:0.6;
Vexit9= [9.90E-02 2.23E-01 3.30E-01 4.51E-01 5.94E-01 6.34E-01];

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%New H distance between two consecutive lines of injectors in the
MANIFOLD
H=0.051;

%Reynolds
Re_om9=Di^2.*Vexit9./(K_vis*Dom);
Vom9=Re_om9*K_vis/Dom;

%LOSES IN 9
f9 = polyval(fi,Re_om9);
h_om9=((Vom9.^2/2.*lom(9))/Dom).*f9;
h_p_i9=1/2.*Vexit9.*((64*K_vis)*(li/Di^2+Di^2*(lp/Dp^4)));

h9=h_om9+h_p_i9;

% VELOCITY DISTRIBUTION
% Same idea that script A.3.2

cte9=9.81*8*(h-H)+Vexit9.^2/2+h9;

n=length (Vexit9);
Vexit1 = zeros(1,n);
V_om1 = zeros(1,n);
Re_om1 = zeros(1,n);
f1 = zeros(1,n);
h_om1= zeros(1,n);
h_p_il = zeros(1,n);
h1 = zeros(1,n);

for i=1:n

    Vexit1(i)=Vexit9(i);
    ite=0;
    error=1;
    correction=0.00001;
    while error>0.001 & ite<100000

```

```
Vexit1(i)=Vexit1(i)+correction;
V_oml (i)=Vexit1(i)*(Di^2/Dom^2);
Re_oml(i)=Di^2*Vexit1(i)/(K_vis*Dom);
f1(i)=polyval(fi,Re_oml(i));
h_oml(i)=1/2*V_oml(i)^2*(lom(1)/Dom)*f1(i);

h_p_il(i)=1/2*Vexit1(i)*((64*K_vis)*(li/Di^2+Di^2*(lp/Dp^4)));

h1(i)=h_p_il(i)+h_oml(i);

error=cte9(i)-Vexit1(i)^2/2-h1(i);
if error>0
    correction=0.000001;
else
    correction=-0.000001;
end
error=abs(error);
ite=ite+1;

end

end

Vexit1;
AV=Vexit9-Vexit1;
av_porct=100*(AV./Vexit9);

%4-
figure (4)
plot (Vexit9,av_porct,'r');
YLABEL('error(%)' );
XLABEL('Vexit9');
```